

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Studio Teorico e Modellizzazione Numerica
degli Effetti di Preplasma in Regime di
Accelerazione di Ioni tramite Laser

Relatore:
Chiar.mo Prof. Graziano Servizi

Presentata da:
Onofrio Mazzarisi

Correlatore:
Dott. Stefano Sinigardi

Sessione autunnale
Anno Accademico 2013/2014

Ai miei genitori

Sommario

Argomento di questo lavoro di tesi è l'accelerazione di ioni tramite interazione laser-plasma. Nel particolare, uno studio teorico sui principali meccanismi di accelerazione e una campagna di simulazioni numeriche volte ad analizzare gli effetti sullo spettro energetico dei protoni accelerati dovuti al preplasma sono stati svolti. Quando laser ad impulsi brevi, ad alta intensità e a contrasto finito, interagiscono con un campione solido è presente un preimpulso che causa la formazione di una regione di preplasma antistante il bersaglio che può rendere più efficace l'accelerazione dei protoni.

Vengono dunque introdotti nel primo capitolo i concetti e le tecniche base per studiare a livello teorico e numericamente le interazioni laser-plasma. Nel secondo capitolo sono trattati analiticamente alcuni meccanismi di accelerazione di ioni. Nel terzo ed ultimo capitolo vengono descritti gli effetti di preplasma ed esposti risultati di simulazioni PIC volte a trovare i parametri ottimali per ottenere ioni più energetici.

Introduzione	1
1 Plasmi, Laser e loro Interazione	3
1.1 Must be Jelly ('cause Jam don't Shake Like That)	3
1.1.1 Lunghezza di Debye	4
1.1.2 Grandezze Caratteristiche dei Plasmi	6
1.2 Laser a Luce Impulsata	8
1.2.1 Parametri Caratteristici dei Laser	9
1.2.2 Modello Analitico	10
1.3 Dinamica di Singolo Elettrone	13
1.3.1 Elettrone in Onda Piana	13
1.3.2 Forza Ponderomotiva	15
1.4 Teoria Cinetica dei Plasmi	16
1.4.1 Funzione di Distribuzione ed Equazione di Continuità	16
1.4.2 Equazione di Vlasov	17
1.5 Metodo Particle-in-Cell	18
1.5.1 Funzionamento del Metodo PIC	18
1.5.2 ALaDyn	20
2 Accelerazione di Ioni via Laser	21
2.1 Meccanismi di Accelerazione di Ioni	21
2.2 Target Normal Sheath Acceleration	24
2.2.1 Modello Quasi-Statico	24
2.3 Radiation Pressure Acceleration	29

3 Effetti di Preplasma	33
3.1 Preimpulso e Formazione di Preplasma	33
3.1.1 Preimpulso	33
3.1.2 Modello per la Formazione di Preplasma	34
3.2 Simulazioni Numeriche PIC 2D	35
3.2.1 Analisi Parametrica	36
3.2.2 Incidenza non Normale	41
3.2.3 Considerazioni Finali	41
Conclusioni	43
Bibliografia	50

Introduzione

Gli acceleratori di particelle rivestono un ruolo di prestigio nell'indagine fisica della natura.

Vengono impiegati con profitto nello studio della fisica subnucleare così come nell'indagare la struttura dei materiali ed in molti altri ambiti della ricerca di base. Notevoli sono inoltre i risultati che possono ottenere questi strumenti se utilizzati per scopi applicativi, l'adroterapia ne è un limpido esempio.

Gli acceleratori tradizionali, pur estremamente precisi ed affidabili poiché forgiati da decenni di perfezionamenti, soffrono dei limiti in quanto a energie raggiungibili poiché, principalmente a causa delle soglie di breakdown, miglioramenti richiederebbero la costruzione di strutture con caratteristiche e costi assolutamente non realistici. Nuove strade si stanno dunque percorrendo per tentare di superare queste difficoltà e migliorare i risultati ottenibili, l'accelerazione per mezzo di interazione laser-plasma è una di queste. Sperimentalmente si è tuttavia ancora lontani dai parametri di qualità richiesti per applicare efficacemente le nuove tecniche. Per quanto riguarda l'accelerazione di elettroni, in realtà, un buon livello è stato raggiunto, mentre gli ioni risultano più problematici.

Uno sforzo di natura teorica e studi numerici per mezzo di simulazioni sono dunque fondamentali per comprendere meglio i meccanismi sottostanti i processi fisici in gioco e fornire basi più solide per gli sviluppi sperimentali.

Nella prima parte di questo lavoro prepareremo il campo per lo studio dei meccanismi di accelerazione e per le analisi numeriche svolti nel seguito. Ci occuperemo dei plasmi, descriveremo i parametri fondamentali che li caratterizzano e ne metteremo in luce proprietà salienti per i nostri scopi. Poi discuteremo dei traguardi dei laser; grazie al continuo sviluppo tecnologico, vedi le tecniche di CPA (*Chirped Pulse Amplification*), è possibile infatti ottenere impulsi che raggiungono i petawatt di potenza, di durata dell'ordine del femtosecondo: ingredienti chiave per i

regimi di accelerazione di ioni considerati. Definiremo inoltre alcune grandezze caratteristiche degli impulsi laser e ne modelleremo la propagazione. Descriveremo la dinamica di un singolo elettrone, base imprescindibile per la comprensione dei fenomeni non lineari che caratterizzano l'interazione laser-plasma. Tratteremo poi i plasmi da un punto di vista statistico, più semplice ed efficiente per descriverne la dinamica, introducendo quindi l'equazione di Vlasov a cui è affidata l'evoluzione temporale della funzione di distribuzione per sistemi non collisionali quali possono spesso essere considerati i plasmi. Infine discuteremo della tecnica PIC (*Particle-in-Cell*) che permette di approssimare numericamente la dinamica del sistema in analisi e presenteremo ALaDyn, uno dei codici sviluppati dal nostro gruppo che implementa questa tecnica, che è stato utilizzato in questo lavoro.

La seconda parte è dedicata alla trattazione analitica di alcuni meccanismi di accelerazione di ioni. In generale si fa interagire l'impulso laser con un bersaglio solido che si ionizza all'istante. Gli elettroni, grazie al loro rapporto carica su massa molto elevato, sono i più reattivi e fungono da tramite nel trasferimento di energia dall'impulso agli ioni. Verranno analizzati nello specifico due dei meccanismi che coesistono in un tipico esperimento: il TNSA (*Target Normal Sheath Acceleration*) e il meccanismo RPA (*Radiation Pressure Acceleration*). Solitamente tuttavia il TNSA domina poiché il secondo acquisisce peso per intensità più alte rispetto a quelle attualmente raggiungibili.

La terza parte è incentrata sul preplasma e i suoi effetti sui processi di accelerazione. Una caratteristica dei laser a contrasto finito e ad alta intensità è la presenza di una radiazione che precede l'impulso principale. Questo preimpulso modifica il bersaglio solido creando una regione di preplasma antecedente ad esso ed arrivando anche a distruggerlo rendendolo inservibile. Descriveremo dunque la formazione del preplasma e ne tratteremo le caratteristiche. Esporremo poi i risultati di una campagna di simulazioni volta alla ricerca di condizioni di preplasma che possano ottimizzare il processo di accelerazione di ioni.

La versione più aggiornata di questa tesi è reperibile all'indirizzo
http://www.physycom.unibo.it/download_file/tesi/2014/OnofrioMazzarisi.pdf

CAPITOLO 1

Plasmi, Laser e loro Interazione

MATTONCINI

L'accelerazione di particelle attraverso l'interazione laser-plasma è un ambito di ricerca promettente e complesso. Per descriverne i meccanismi e le caratteristiche abbiamo bisogno di conoscere gli oggetti e i concetti che ne sono alla base.

In questo capitolo dunque definiremo operativamente i plasmi, i laser e le tecniche sia teoriche che numeriche utili a descriverne la dinamica ed a trattarne l'interazione.

1.1 Must be Jelly ('cause Jam don't Shake Like That)¹

Una definizione piuttosto generale di plasma potrebbe essere così formulata:

¹Irving Langmuir, studiando i gas ionizzati, diede il nome di 'plasma' a questo stato della materia. In greco $\pi\lambda\alpha\sigma\mu\alpha$ vuol dire sostanza modellabile o gelatina (jelly), infatti i plasmi nelle lampade ad arco a vapori di mercurio riempiono la camera a vuoto come gelatina in uno stampo. Goldston e Rutherford, parlando di questo [1], aggiungono in una nota a piè di pagina: *We also like to imagine that Langmuir listened to the blues. Maybe he was thinking of the song 'Must be Jelly 'cause Jam don't Shake Like That', recorded by J Chalmers MacGregor and Sonny Skylar. This song was popular in the late 1920s, when Langmuir, Tonks and Mott-Smith were studying oscillations in plasmas.* In realtà gli autori hanno preso un abbaglio, il brano è stato composto da J. Chalmers nel '42 dunque Langmuir non ne può essere stato influenzato.

Si dice plasma un sistema la cui dinamica è dominata dalle forze elettromagnetiche: è l'insieme delle particelle cariche e dei campi da esse generati[2].

In questo lavoro, parlando di plasmi, ci riferiremo a materia ionizzata nella quale ioni ed elettroni sono liberi dai legami molecolari ed atomici e generano campi elettromagnetici.

1.1.1 Lunghezza di Debye

La libertà di movimento nel plasma è responsabile di un effetto di schermaggio del potenziale dovuto ad una carica: attorno ad un eccesso di cariche positive si addenseranno ad esempio elettroni. Ad una certa distanza r_s dall'eccesso di carica, il potenziale sarà pressoché soppresso. Volumi di dimensioni lineari superiori a r_s saranno neutri elettricamente, ovvero, detta $Q(r)$ la carica contenuta nella sfera di raggio r , $Q(r_s) \approx 0$.

Calcoliamo ora l'ordine di grandezza di r_s . Introducendo in un plasma di idrogeno una carica $e_0 > 0$, in $\mathbf{r} = 0$ questa darà luogo ad un campo elettrico che soddisfa

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\Delta\Phi = 4\pi q = 4\pi e(n_i - n_e) + 4\pi e_0\delta(\mathbf{r})$$

con e carica del protone e Φ potenziale elettrostatico.

In uno stato di equilibrio termodinamico a temperatura T , la densità di elettroni e quella di protoni sono date dalla distribuzione di Boltzmann

$$n_e = n_0 \exp[-(-e\Phi)/kT] \quad (1.1)$$

$$n_i = n_0 \exp[-(e\Phi)/kT] \quad (1.2)$$

dove n_0 è la densità che ci sarebbe se e_0 non perturbasse il sistema. Abbiamo dunque

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= 4\pi n_0 e [\exp(e\Phi/kT) - \exp(-e\Phi/kT)] - 4\pi e_0\delta(\mathbf{r}) \\ &= 8\pi n_0 e \sinh(e\Phi/kT) - 4\pi e_0\delta(\mathbf{r}) \\ &\approx 8\pi n_0 e (e\Phi/kT) - 4\pi e_0\delta(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (1.3)$$

dove l'approssimazione viene dalla condizione $e\Phi/kT \ll 1$. Passando in coordinate sferiche

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) &= 8\pi n_0 e (e\Phi/kT) - 4\pi e_0\delta(\mathbf{r}) \\ &= \frac{\Phi}{\lambda^2} - 4\pi e_0\delta(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (1.4)$$

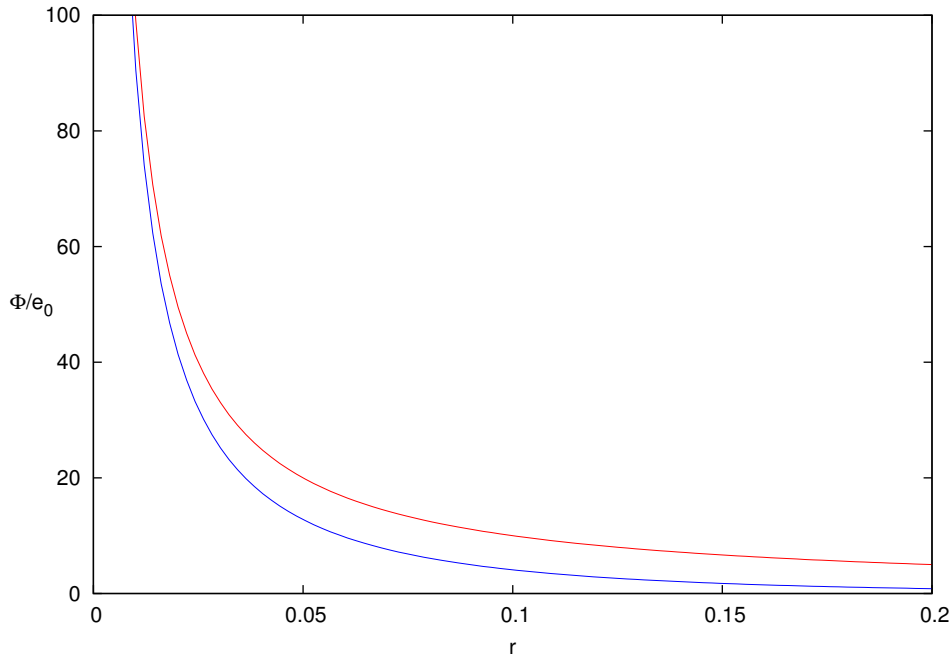


Figura 1.1: Andamento dei potenziali schermato (blu) e non schermato (rosso) messi a confronto, per $\lambda = 0.08$

con

$$\lambda = \sqrt{\frac{kT}{8\pi e^2 n_0}}$$

Possiamo riscrivere la (1.4)

$$\frac{d^2}{dr^2}(r\Phi) = \frac{r\Phi}{\lambda^2} - 4\pi e_0 r \delta(\mathbf{r})$$

e ricavare, essendo il secondo termine a secondo membro identicamente nullo, il potenziale schermato

$$\Phi = e_0 \frac{\exp(-r/\lambda)}{r} \quad (1.5)$$

dove abbiamo imposto di ricondurci al potenziale coulombiano nel vuoto ($n_0 = 0$). La lunghezza di Debye λ_D è dunque definita come

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 n_0}} = \sqrt{2}\lambda \quad (1.6)$$

Calcolando la carica contenuta nella sfera di raggio r è possibile rendersi conto di come essa praticamente si annulli quando r assume valori di decine di λ

$$\begin{aligned}
Q(r) &= \int_V q dV = \int_0^r 4\pi q r^2 dr = \int_0^r (-\Delta\Phi) r^2 dr \\
&= - \int_0^r \left(\frac{\Phi}{\lambda^2} \right) r^2 dr + e_0 \int_V \delta((r)) dV \\
&= - \frac{e_0}{\lambda^2} \int_0^r r \exp(-r/\lambda) dr + e_0 \\
&= e_0(1 + r/\lambda) \exp(-r/\lambda)
\end{aligned} \tag{1.7}$$

Tornando all'approssimazione nella (1.3), possiamo osservare che descrivere, come è stato fatto, le densità (1.1) e (1.2) in regioni delle dimensioni lineari dell'ordine di λ_D sfruttando la meccanica statistica è sensato solo se la distanza media tra particelle \bar{d} soddisfa $\bar{d} \ll \lambda_D$. Poiché $\bar{d} \approx n^{-1/3}$ la condizione può essere espressa come

$$n\lambda_D^3 \gg 1 \tag{1.8}$$

Se si calcola $e\Phi/kT$ per $r = \bar{d}$ in queste condizioni si ottiene

$$(e\Phi/kT)_{\bar{d}} = \frac{e^2}{kT} \frac{\exp(-\bar{d}/\lambda)}{\bar{d}} \approx \frac{e^2}{kT} \frac{1}{\bar{d}} \approx \frac{e^2}{kT} n^{1/3} \approx \left(\frac{\bar{d}}{\lambda} \right)^2 \ll 1$$

Dunque l'approssimazione usata è giustificata.

1.1.2 Grandezze Caratteristiche dei Plasmi

Una delle grandezze caratteristiche più rilevanti in fisica del plasma è la frequenza di plasma

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}} \tag{1.9}$$

che dipende dalla specie considerata essendo presenti nell'equazione la massa e la carica della particella.

Prendiamo in considerazione un plasma in equilibrio con $n_e = n_i = n_0 = \text{cost}$ e supponiamo di perturbare leggermente la distribuzione degli elettroni che sarà dunque $n_e = n_0 + n'_e$ con $|n'_e| \ll |n_0|$. Consideriamo inoltre gli ioni uno sfondo immobile e la loro densità immune alla perturbazione. In una dimensione, l'equazione del moto è, per gli elettroni,

$$m_e \frac{\partial v}{\partial t} = -eE \tag{1.10}$$

con il campo elettrico che soddisfa

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi e n'_e \quad (1.11)$$

Considerando che n'_e, v ed E sono piccole, l'equazione di continuità si può scrivere

$$\frac{\partial n'_e}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (1.12)$$

Se deriviamo la (1.10) rispetto a x e utilizziamo le (1.11) e (1.12), otteniamo

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = -\frac{4\pi e^2 n_0}{m_e} v = -\omega_{pe}^2 v \quad (1.13)$$

Dunque gli elettroni si muovono di moto armonico con frequenza ω_{pe} .

Inoltre si osserveranno oscillazioni di plasma unicamente se una qualsiasi azione esterna che varia il sistema lo fa ad un ritmo non superiore a ω_p . Questo risulta cruciale quando si vuole che un plasma assorba l'energia di un impulso laser, richiesta necessaria nei processi di accelerazione di ioni basati sull'interazione laser-plasma. Infatti quando un'onda elettromagnetica monocromatica interagisce con un plasma, prendiamo in considerazione gli elettroni che risultano molto più reattivi a causa del rapporto carica-massa più elevato rispetto a quello degli ioni. In questo caso il plasma si comporta come un mezzo con indice di rifrazione χ . Dalla relazione tra il campo \mathbf{D} e il campo \mathbf{E} , $\mathbf{D} = \chi^2 \mathbf{E}$, si trova

$$\chi = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \quad (1.14)$$

ove ω indica la frequenza dell'onda elettromagnetica monocromatica.

Dunque fintanto che $\omega_{pe}^2 < \omega^2$ il plasma risulta trasparente alla radiazione e ne permette la trasmissione. Tuttavia quando la densità n_e assume il valore critico

$$n_c = \frac{m_e \omega^2}{4\pi e^2} = 1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \lambda_{\mu\text{m}}^{-2} \quad (1.15)$$

dove $\lambda_{\mu\text{m}}$ è la lunghezza d'onda del laser in micron, si ha $\omega_{pe}^2 = \omega^2$ e corrispondentemente $\chi = 0$. In un plasma supercritico, $n_e/n_c > 1$, l'indice di rifrazione è immaginario puro, il mezzo risulta completamente opaco e assorbe la radiazione, che viene smorzata secondo l'esponenziale $e^{-z/\ell}$, supponendo la propagazione lungo z , dove ℓ è detta skin depth ed è definita come

$$\ell = \frac{\lambda_D}{2\pi} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - 1\right)^{1/2} \quad (1.16)$$

1.2 Laser a Luce Impulsata

Sebbene attivo da pochi decenni, il campo di studio delle interazioni di laser ad alta intensità con la materia è di primario interesse a causa dell'ampio spettro di applicazioni ed esperimenti che permette di realizzare.

La chiave per comprendere la fisica sottostante queste interazioni risiede nel rendersi conto che la materia ordinaria -sia essa un solido, un liquido o un gas- viene rapidamente ionizzata quando soggetta a radiazioni ad alta intensità. Gli elettroni liberati vengono dunque immediatamente catturati dal campo del laser e oscillano con un'energia caratteristica.

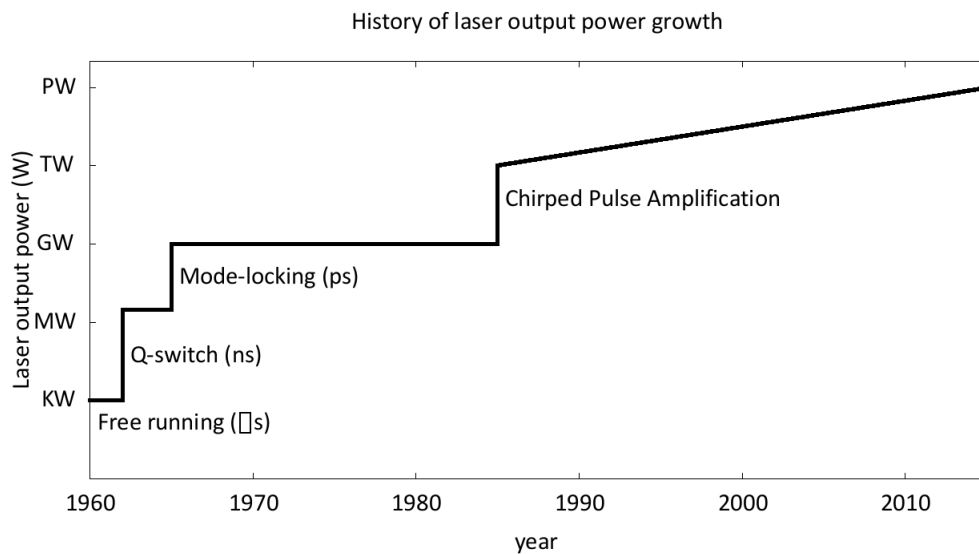


Figura 1.2: Grafico che mostra la crescita della potenza massima raggiunta dai laser da 50 anni a questa parte. Sono inoltre riportate le tecniche che hanno permesso avanzamenti importanti. Il grafico è ottenuto dai dati descritti nel paper [3].

Dalla invenzione della *chirped pulse amplification* (CPA) nel 1985 [3, 4] i progressi nella tecnologia dei laser a impulsi brevi sono stati importanti, vedi Fig.(1.2). Grazie a questa tecnica infatti è possibile sfruttare, come amplificatori di segnale, materiali (Ti:Sa) in grado di immagazzinare grandi quantità di energia ottenendo impulsi di durata dell'ordine dei femtosecondi (10^{-15} s) ed intensità superiori di sei ordini di grandezza rispetto alle possibilità precedenti.

Un'importante ed inevitabile caratteristica degli impulsi di questo tipo è il cosiddetto preimpulso. Nel processo di CPA viene infatti creato un pacchetto di luce estremamente corto ed intenso, tuttavia il *main pulse* è preceduto da una radiazione la cui durata può essere dell'ordine dei nanosecondi e la cui intensità è

misurata attraverso il contrasto. Questo parametro è il rapporto tra le intensità, o equivalentemente tra le energie, dell'impulso principale e del preimpulso ed è indicativo di quanto e se quest'ultimo influenza l'esito di un esperimento.

Definiamo ora alcuni parametri caratteristici della radiazione emessa da un laser e successivamente descriviamola attraverso un modello analitico.

1.2.1 Parametri Caratteristici dei Laser

I parametri principali che caratterizzano un impulso laser sono:
la lunghezza d'onda centrale

$$\lambda_0 = \frac{2\pi}{\kappa_0} \quad (1.17)$$

la frequenza centrale

$$\omega_0 = ck_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda_0} \quad (1.18)$$

l'ampiezza normalizzata

$$a_0 = 0.85 \sqrt{\frac{I \lambda_{\mu\text{m}}^2}{10^{18} \text{ Wcm}^{-2}}} \quad (1.19)$$

la lunghezza di Rayleigh

$$z_R = \frac{w_0^2 k_0}{2} = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_0} \quad (1.20)$$

l'apertura del raggio

$$\Theta = \frac{w_0}{z_R} = \lambda \pi w_0 \quad (1.21)$$

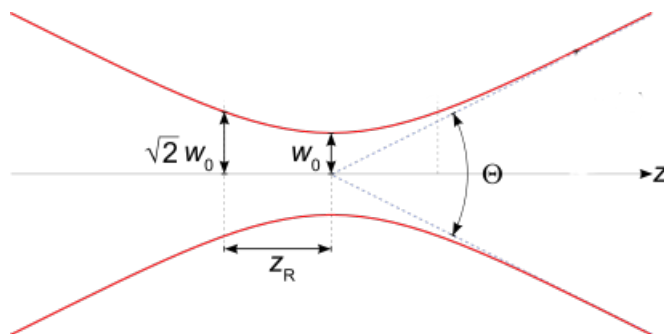


Figura 1.3: Schema dei parametri w_0 , z_R e Θ ⁽²⁾.

L'aggettivo *centrale* così come il pedice 0 indicano che si fa riferimento al punto dove l'impulso ha il picco. w_0 è il *beam waist* ed indica il raggio minimo assunto dalla sezione del raggio laser.

²CC BY-SA 3.0

La z_R equivale alla distanza, lungo l'asse di propagazione del raggio, tra il *beam waist* e il punto in cui la sezione trasversale raddoppia.

1.2.2 Modello Analitico

Diamo ora un modello analitico per un impulso laser. In assenza di sorgenti, le equazioni di Maxwell in un mezzo sono

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 & \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= 0\end{aligned}\tag{1.22}$$

dove con c si intende la velocità della luce nel mezzo. Assumendo soluzioni con dipendenza armonica dal tempo $e^{-i\omega t}$, dalle quali possiamo costruire un'arbitraria soluzione grazie alla trasformata di Fourier, le equazioni diventano

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} - \frac{i\omega}{c} \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 & \nabla \times \mathbf{H} + \frac{i\omega}{c} \mathbf{D} &= 0\end{aligned}\tag{1.23}$$

Per mezzi uniformi, isotropi e lineari abbiamo $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, dove ϵ e μ sono funzioni in generale complesse di ω che assumiamo reali per semplificare la trattazione essendo principalmente interessati alla propagazione nel vuoto e in mezzi che soddisfano questa condizione. Allora le equazioni per \mathbf{E} e per \mathbf{H} sono

$$\nabla \times \mathbf{E} - \frac{i\omega}{c} \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{B} + \frac{i\omega}{c} \mathbf{E} = 0\tag{1.24}$$

Le restanti equazioni di Maxwell non sono indipendenti in quanto implicate dalle (1.24). Utilizzando inoltre la ben nota identità vettoriale

$$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$$

e combinando queste due equazioni otteniamo l'equazione d'onda di Helmholtz

$$\begin{aligned}\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\right) \mathbf{E} &= 0 \\ \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\right) \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{1.25}$$

Consideriamo ora come possibile soluzione un'onda piana che viaggia lungo l'asse x : $e^{i\kappa x - i\omega t}$. La relazione tra il numero d'onda κ e la frequenza ω è dunque

$$\kappa = \frac{\omega}{c}\tag{1.26}$$

la velocità di fase dell'onda è

$$v = c = \frac{c_{vuoto}}{\chi} \quad (1.27)$$

dove l'indice di rifrazione $\chi = \sqrt{\frac{\mu}{\mu_0} \frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$ è legato alla frequenza secondo la relazione (1.14). La soluzione più generale in una dimensione è

$$u(x, t) = ae^{i\kappa x - i\omega t} + be^{-i\kappa x - i\omega t} \quad (1.28)$$

Usando la (1.27) possiamo scriverla come

$$u_\kappa(x, t) = ae^{i\kappa(x-vt)} + be^{-i\kappa(x+vt)} \quad (1.29)$$

Se il mezzo è non dispersivo (vuoto o mezzi che hanno un simile comportamento), μ ed ϵ sono indipendenti dalla frequenza e possiamo sfruttare la trasformata di Fourier per costruire una soluzione generale della forma

$$u(x, t) = f(x - vt) + g(x + vt) \quad (1.30)$$

dove $f(z)$ e $g(z)$ sono funzioni arbitrarie. L'equazione (1.30) rappresenta onde che viaggiano lungo l'asse x in verso positivo e negativo con velocità pari alla velocità di fase v .

Consideriamo ora una onda piana elettromagnetica di frequenza ω e vettore d'onda $\boldsymbol{\kappa} = \kappa \mathbf{n}$ e richiediamo che soddisfi sia l'equazione d'onda di Helmholtz (1.25) che le equazioni di Maxwell. Scriveremo

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) &= \mathcal{E} e^{i\kappa \mathbf{n} \cdot \mathbf{x} - i\omega t} \\ \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) &= \mathcal{B} e^{i\kappa \mathbf{n} \cdot \mathbf{x} - i\omega t} \end{aligned} \quad (1.31)$$

dove \mathcal{E} , \mathcal{B} e \mathbf{n} sono vettori costanti. Affinché ciascuna componente soddisfi la (1.25), si deve avere

$$\kappa^2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{n} = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (1.32)$$

Per recuperare la (1.26) è necessario che \mathbf{n} sia un vettore unitario di modo che $\mathbf{n} \cdot \mathbf{n} = 1$. Soddisfatta l'equazione di Helmholtz occorre verificare le proprietà vettoriali così che le equazioni di Maxwell (1.22) siano valide. Le equazioni per le divergenze implicano che

$$\mathbf{n} \cdot \mathcal{E} = 0 \quad \mathbf{n} \cdot \mathcal{B} = 0 \quad (1.33)$$

Questo vuol dire che \mathbf{E} e \mathbf{B} sono entrambi perpendicolari alla direzione di propagazione \mathbf{n} . Tale onda è chiamata onda trasversa. Le equazioni per i rotori impongono la restrizione

$$\mathcal{B} = \chi \mathbf{n} \times \mathcal{E} \quad (1.34)$$

Vediamo dunque che \mathbf{B} e \mathbf{E} , che hanno le stesse dimensioni, hanno la stessa ampiezza se l'onda elettromagnetica si propaga nel vuoto e differiscono per l'indice di rifrazione in un mezzo.

Se \mathbf{n} è reale, la (1.34) implica che \mathcal{E} e \mathcal{B} hanno la stessa fase. Dunque è conveniente introdurre l'insieme di vettori ortogonali unitari $(\epsilon_1, \epsilon_2, \mathbf{n})$. In termini di questi \mathcal{E} , \mathcal{B} diventano

$$\mathcal{E} = \epsilon_1 E_0 \quad \mathcal{B} = \epsilon_2 E_0 \quad (1.35)$$

o

$$\mathcal{E} = \epsilon_2 E'_0 \quad \mathcal{B} = -\epsilon_1 E'_0 \quad (1.36)$$

dove E_0 e E'_0 sono costanti che possono essere complesse. Dalla (1.31), l'onda piana ottenuta usando (1.35) è un'onda il cui vettore campo elettrico è diretto lungo ϵ_1 . Tale onda è detta linearmente polarizzata con vettore di polarizzazione ϵ_1 . Analogamente l'onda descritta da (1.36) è linearmente polarizzata con vettore di polarizzazione ϵ_2 . Le due onde

$$\mathbf{E}_1 = \epsilon_1 E_1 e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x} - i\omega t} \quad \mathbf{E}_2 = \epsilon_2 E_2 e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x} - i\omega t} \quad (1.37)$$

con

$$\mathbf{B}_j = \frac{\boldsymbol{\kappa} \times \mathbf{E}_j}{\kappa} \quad j = 1, 2$$

possono essere combinate in modo da ottenere una più generale onda piana omogenea che si propaga in direzione $\boldsymbol{\kappa} = \kappa \mathbf{n}$

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = (\epsilon_1 E_1 + \epsilon_2 E_2) e^{i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{x} - i\omega t} \quad (1.38)$$

Le ampiezze E_1 e E_2 sono complesse così da poter tenere in conto una differenza di fase tra onde con polarizzazione lineare differente.

Possiamo quindi esprimere in generale una onda piana elettromagnetica che si propaga lungo l'asse x con generica polarizzazione ellittica tramite il vettore d'onda

$$\mathbf{A}(\omega, \kappa) = (0, \delta a_0 \cos \phi(\omega, \kappa), (1 - \delta^2)^{1/2} a_0 \sin \phi(\omega, \kappa)) \quad (1.39)$$

dove $\phi = (\omega t - \kappa x)$, a_0 è l'ampiezza normalizzata legata all'intensità del laser dalla relazione (1.19) e δ è un parametro che codifica la polarizzazione. Notiamo che si ha polarizzazione lineare se $\delta = \{\pm 1, 0\}$ e polarizzazione circolare se $\delta = \{\pm 1/2\}$.

L'esatta soluzione analitica per le onde piane non descrive tuttavia completamente il moto, ad esempio, di un elettrone dovuto ad un reale impulso laser. Possiamo comunque generalizzare i risultati ottenuti imponendo un involuppo temporale sul vettore d'onda della forma

$$\mathbf{A}(x, t) = a_0 f(t) \cos \phi(x, t) \quad (1.40)$$

dove $f(t)$ varia lentamente rispetto alla frequenza centrale (??): $df/dt \ll \omega_0 f$.

1.3 Dinamica di Singolo Elettrone

Prenderemo ora in considerazione il semplice ed istruttivo problema dell'orbita di un elettrone in un'onda piana elettromagnetica. Risolvibile esattamente in forma relativistica, è alla base per la comprensione dell'elettrodinamica non lineare propria dell'interazione laser-plasma. Successivamente tratteremo in breve la forza ponderomotiva che entra in gioco quando si ha a che fare con radiazione dovuta a laser ad impulsi brevi la quale, diversamente dalle onde piane, non ha intensità uniforme nello spazio e lentamente variabile nel tempo.

1.3.1 Elettrone in Onda Piana

Consideriamo un'onda piana elettromagnetica che si propaga lungo l'asse x con generica polarizzazione ellittica, esprimibile pertanto tramite il vettore d'onda (1.39)

$$\mathbf{A}(w, \kappa) = (0, \delta a_0 \cos \phi, (1 - \delta^2)^{1/2} a_0 \sin \phi)$$

Il moto di una particella in presenza di un campo elettromagnetico è descritto dall'equazione di Lorentz

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.41)$$

insieme ad un'equazione per l'energia

$$\frac{d}{dt}(\gamma mc^2) = -e(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) \quad (1.42)$$

dove $\mathbf{p} = \gamma mc^2 \mathbf{v}$ e $\gamma = (1 + p^2/m^2c^2)^{1/2}$. Per semplificare la notazione poniamo ora $\omega = k = e = m = c = 1$. Usando le relazioni $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t$ e $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ che legano \mathbf{E} e \mathbf{B} al potenziale vettore, la componente perpendicolare della (1.41) diventa

$$\frac{d\mathbf{p}_\perp}{dt} = \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x}$$

Integrando otteniamo

$$\mathbf{p}_\perp - \mathbf{A} = \mathbf{p}_{\perp 0} \quad (1.43)$$

dove $\mathbf{p}_{\perp 0}$ è una costante del moto che rappresenta la quantità di moto perpendicolare posseduta dall'elettrone prima dell'interazione con l'onda. Ora consideriamo la componente p_x ; sottraendo membro a membro le componenti longitudinali delle equazioni (1.41) e (1.42) si ha

$$\frac{dp_z}{dt} - \frac{d\gamma}{dt} = -v_y \left(\frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{\partial A_y}{\partial x} \right) - v_z \left(\frac{\partial A_z}{\partial t} + \frac{\partial A_z}{\partial x} \right)$$

ma poiché

$$\frac{\partial A_y}{\partial t} = \frac{\partial A_y}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\partial A_y}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{\partial A_y}{\partial x}$$

e analogamente per la componente A_z , il secondo membro è identicamente nullo e integrando abbiamo

$$\gamma - p_x = \alpha$$

dove α è una costante del moto da determinare. Ora possiamo, servendoci dell'identità $\gamma = 1 + p^2 = 1 + p_{\perp}^2 + p_x^2$, mettere in luce la relazione tra \mathbf{p}_{\perp} e p_x

$$p_x = \frac{1 - \alpha^2 + p_{\perp}^2}{2\alpha} \quad (1.44)$$

Ricordando che \mathbf{p}_{\perp} è uguale al potenziale vettore del laser (a meno di $p_{\perp 0}$) concludiamo che la (1.44) rappresenta la soluzione generale Lorentz-covariante per il moto di un elettrone libero in un'onda elettromagnetica.

A titolo di esempio calcoliamo l'orbita nel sistema di riferimento del laboratorio. Con l'elettrone a riposo prima dell'interazione si ha $t = 0$, $p_x = p_y = 0$ e $\gamma = 1$, dunque per la (1.44) $\alpha = 1$. Le componenti del momento risultano allora

$$\begin{aligned} p_x &= \frac{a_0^2}{4} [1 + (2\delta^2 - 1) \cos 2\phi] \\ p_y &= \delta a_0 \cos \phi \\ p_z &= (1 - \delta^2)^{1/2} a_0 \sin \phi \end{aligned} \quad (1.45)$$

Per integrarle più agevolmente possiamo notare che

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p_x}{\gamma} \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\alpha}{\gamma}$$

e dunque

$$\mathbf{p} = \gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \gamma \frac{d\phi}{dt} \frac{d\mathbf{r}}{d\phi} = \alpha \frac{d\mathbf{r}}{d\phi}$$

Per cui, integrando rispetto a ϕ le (1.45), otteniamo l'orbita, nel sistema di riferimento del laboratorio, per arbitraria polarizzazione δ

$$\begin{aligned} x &= \frac{1}{4} a_0^2 \left[\phi + \frac{2\delta^2 - 1}{2} \sin 2\phi \right] \\ y &= \delta a_0 \sin \phi \\ z &= -(1 - \delta^2)^{1/2} a_0 \cos \phi \end{aligned} \quad (1.46)$$

1.3.2 Forza Ponderomotiva

Diamo ora, con argomentazioni euristiche, una descrizione intuitiva degli effetti ponderomotivi che sorgono quando si ha a che fare con laser ad impulsi brevi.

Per prima cosa consideriamo il caso non relativistico di un singolo elettrone che oscilla nei pressi del fuoco di un raggio laser. Nel limite $v/c \ll 1$, l'equazione del moto (1.41) per l'elettrone diventa

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{e}{m} E_y(\mathbf{r}) \quad (1.47)$$

dove stiamo nuovamente considerando l'onda elettromagnetica che si propaga lungo l'asse x positivo ma con dipendenza radiale dell'intensità, che per ora assumiamo essere solo lungo l'asse y . Lo sviluppo di Taylor del campo elettrico porta a

$$E_y(\mathbf{r}) \approx E_0(y) \cos \phi + y \frac{\partial E_0(y)}{\partial y} \cos \phi + \dots$$

dove ancora $\phi = (\omega t - kx)$. All'ordine più basso abbiamo perciò

$$v_y^{(1)} = -v_{os} \sin \phi \quad y^{(1)} = \frac{v_{os}}{\omega} \cos \phi$$

dove la velocità di oscillazione è definita da $v_{os} \equiv eE_0/m\omega$. Sostituendo nuovamente nella (1.47) otteniamo

$$\frac{\partial v_y^{(2)}}{\partial t} = -\frac{e^2}{m^2 \omega^2} E_0 \frac{\partial E_0(y)}{\partial y} \cos \phi^2$$

Moltiplicando per m e mediando su un ciclo di laser otteniamo la forza ponderomotiva che agisce su di un elettrone

$$f_p \equiv \left\langle m \frac{\partial v_y^{(2)}}{\partial t} \right\rangle = -\frac{e^2}{4m\omega^2} \frac{\partial E_0^2}{\partial y} \quad (1.48)$$

che può essere intesa come il gradiente negativo del potenziale ponderomotivo

$$\Phi_{pond} = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} \quad (1.49)$$

Ora consideriamo la versione relativistica della (1.48). Riscrivendo le equazioni di Lorentz (1.41) in termini del potenziale vettore \mathbf{A} otteniamo

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{p} = \frac{e}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.50)$$

Possiamo ora scindere le scale temporali del moto dell'elettrone in una componente veloce ed una lenta $\mathbf{p} = \mathbf{p}^v + \mathbf{p}^l$ ed usare la seguente identità

$$\begin{aligned}\mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{p}) &= \frac{1}{m\gamma} \mathbf{p} \times \nabla \times \mathbf{p} \\ &= \frac{1}{2m\gamma} \nabla |\mathbf{p}|^2 - \frac{1}{m\gamma} (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{p}\end{aligned}$$

All'ordine più basso, la componente veloce del momento dell'elettrone segue il potenziale vettore, come nel caso descritto nel paragrafo precedente, $\mathbf{p}_v = e\mathbf{A}/c$. Mediando su un ciclo di laser, arriviamo all'espressione relativistica della forza ponderomotiva

$$\mathbf{f}_p = \frac{d\mathbf{p}^l}{dt} = -mc^2 \nabla \langle \gamma \rangle \quad (1.51)$$

dove ora $\gamma = (1 + p_l^2/m^2c^2 + a_0^2/2)^{1/2}$. Dunque questa forza tende a spingere gli elettroni lontano dalla zona di maggiore intensità.

1.4 Teoria Cinetica dei Plasmi

Quando si trattano sistemi con un elevato numero di particelle, trascurare una parte delle informazioni in favore di una più semplice e pratica descrizione risulta un buon compromesso. L'approccio statistico permette ciò e il sistema viene seguito attraverso l'evoluzione della funzione di distribuzione nello spazio delle fasi, non più tenendo traccia delle traiettorie delle singole particelle.

Vedremo che per i plasmi questa evoluzione può venire descritta, in certe condizioni, dall'equazione di Vlasov e questo modello teorico è alla base dell'approccio numerico *Particle-In-Cell* che tratteremo nella sezione seguente.

1.4.1 Funzione di Distribuzione ed Equazione di Continuità

La teoria cinetica richiede l'introduzione di una funzione densità che fornisca il numero medio di particelle in una celletta dello spazio delle fasi. Questa densità è chiamata funzione di distribuzione

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

Se il numero di particelle è abbastanza elevato la funzione di distribuzione può essere considerata continua rispetto a posizione, velocità e tempo e possiamo calcolare il numero totale N di particelle costituenti il sistema integrandola su tutto lo spazio delle fasi

$$N = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v} \quad (1.52)$$

Se supponiamo che il numero N non vari nel tempo abbiamo una grandezza conservata a cui associare un'equazione di continuità

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (f\mathbf{v}) + \nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f\mathbf{a}) = 0 \quad (1.53)$$

con $\nabla_{\mathbf{v}} = \sum_{i=1}^3 \partial/\partial v_i$

Tenendo presente che \mathbf{r} e \mathbf{v} sono variabili indipendenti e che le forze in gioco non dipendono dalla velocità a parte la forza di Lorentz per la quale comunque si ha

$$\nabla_{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{F} = \frac{e}{c} \sum_i \frac{\partial(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_i}{\partial v_i} = 0$$

abbiamo che il secondo termine diventa $\mathbf{v} \cdot \nabla f$ e il terzo $\mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = (\mathbf{F}/m) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f$. La (1.53) si riduce quindi a

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = 0 \quad (1.54)$$

1.4.2 Equazione di Vlasov

Nel paragrafo precedente abbiamo lavorato ipotizzando tacitamente che le particelle situate nella stessa celletta fossero soggette alla stessa accelerazione, ipotesi corretta per quanto concerne gli effetti collettivi (forze dovute alle particelle nel loro insieme) ma non se si tiene conto delle collisioni. Possiamo esplicitare la forza totale \mathbf{F}_{tot}

$$\mathbf{F}_{\text{tot}} = \mathbf{F} + \mathbf{F}_{\text{collisionale}}$$

e separare il contributo dovuto alle collisioni nell'equazione di continuità

$$-\frac{\mathbf{F}_{\text{coll}}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collisionale}}$$

Questa osservazione ci conduce a scrivere l'equazione cinetica che fornisce la descrizione della dinamica della funzione di distribuzione per qualsiasi sistema rientri nel quadro teorico sin qui esposto

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collisionale}} \quad (1.55)$$

Se il sistema in analisi è un plasma possiamo assumere rilevanti come forze collettive solo quelle di natura elettromagnetica (scenari astrofisici potrebbero richiedere di tener conto della gravità) e considerare che se è abbastanza rarefatto (condizione

spesso soddisfatta) gli effetti collettivi sono dominanti e si può trascurare il termine collisionale, ponendo $(\partial f/\partial t)_{\text{collisionale}} = 0$. Da queste osservazioni giungiamo all'equazione di Vlasov

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = 0 \quad (1.56)$$

\mathbf{E} e \mathbf{B} soddisfano le equazioni di Maxwell con sorgenti

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi q \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \end{aligned} \quad (1.57)$$

dove $q = Q \int f d\mathbf{v}$, $\mathbf{j} = Q \int \mathbf{v} f d\mathbf{v}$ e Q è la carica totale. Tenendo conto che f è normalizzata l'equazione di Vlasov dipende esclusivamente da Q e dal rapporto e/m .

1.5 Metodo Particle-in-Cell

La necessità di usare metodi numerici e simulazioni al computer per ottenere risultati di interesse fisico è motivata dalla grande complessità che caratterizza le interazioni laser-plasma che rende molto arduo o addirittura impossibile trattarle analiticamente. Gli algoritmi PIC (Particle-In-Cell) ben si prestano all'analisi di una vasta gamma di scenari della fisica del plasma, compresa l'accelerazione di ioni via laser su cui porremo l'attenzione nei prossimi capitoli.

1.5.1 Funzionamento del Metodo PIC

Nella tecnica PIC la funzione di distribuzione è rappresentata da un grande numero discreto N di macro-particelle ciascuna di massa m_i e carica q_i fissate e i campi vengono discretizzati sui nodi di una griglia spaziale con la quale si approssima lo spazio delle configurazioni. La scelta di un rapporto q_i/m_i consistente con il rapporto carica su massa delle particelle fisiche permette di mantenere costanti λ_0 e ω_p caratteristiche dell'impulso laser e del plasma.

In un tipico ciclo temporale le particelle vengono fatte evolvere individualmente in accordo con le equazioni del moto

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}_k}{dt} &= \mathbf{v}_k \\ \frac{d}{dt}(\gamma_i \mathbf{v}_i) &= \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_i}{c} \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (1.58)$$

$$\gamma_i = \left(1 - \frac{v_i^2}{c^2}\right)^{-1/2} \quad i = 1 \dots N$$

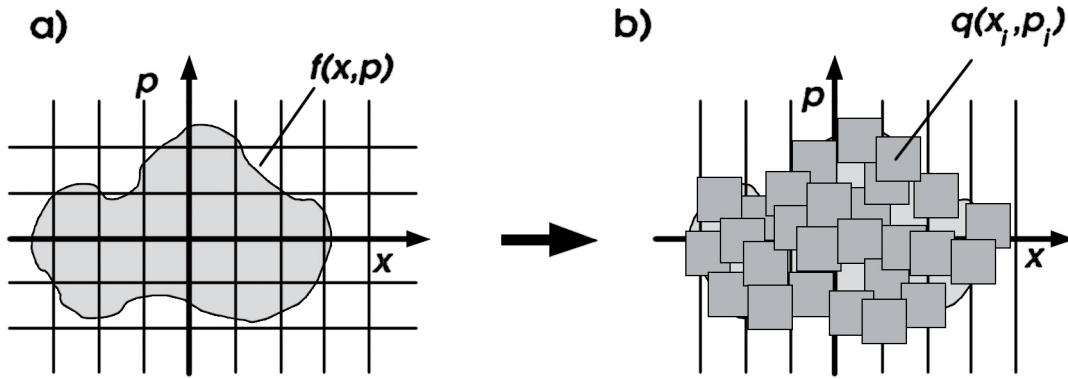
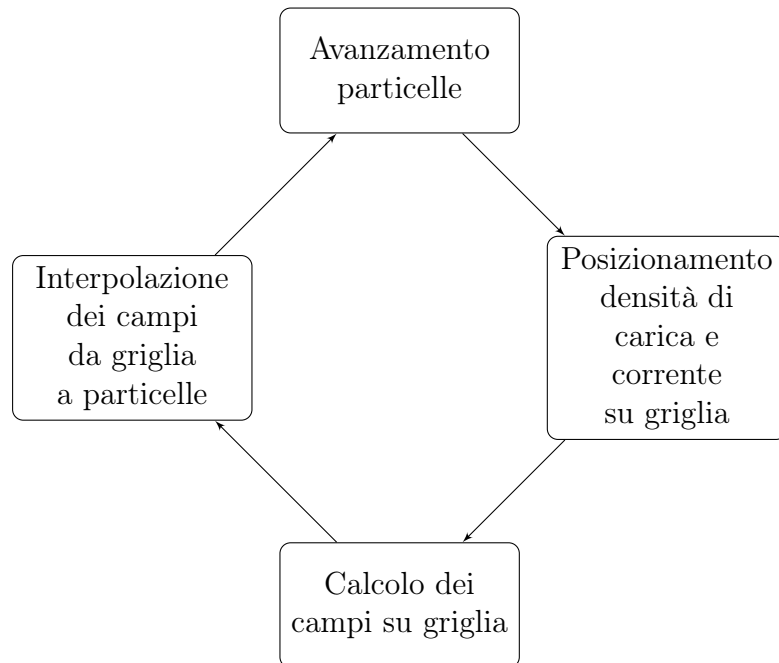


Figura 1.4: Relazione tra **a)** l'approccio cinetico e **b)** la tecnica PIC [5].

l'integrazione spaziale è effettuata mediante metodi delle differenze finite e quella temporale tramite algoritmi leapfrog o Runge-Kutta. Le sorgenti di densità e corrente necessarie all'integrazione delle equazioni di Maxwell sono ottenute dalla mappatura della posizione e velocità delle particelle sulla griglia spaziale (avvenuta nel ciclo precedente) in questo modo

$$\begin{aligned}
 \rho(\mathbf{r}) &= \sum_j q_j S(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}) \\
 \mathbf{J}(\mathbf{r}) &= \sum_j \mathbf{v}_j S(\mathbf{r}_j - \mathbf{r})
 \end{aligned}
 \tag{1.59}$$

dove $S(\mathbf{r}_j - \mathbf{r})$ è una funzione normalizzata ad 1 che descrive la forma delle particelle e la somma è effettuata su tutte le celle della griglia. Una volta che le particelle sono state spostate si riposizionano sulla griglia $\rho(\mathbf{r})$ e $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ e dalla soluzione delle equazioni di Maxwell si ottengono i nuovi valori dei campi che vengono poi interpolati dalla griglia alle particelle per ottenere la forza di Lorentz che le farà evolvere nel ciclo seguente.



1.5.2 ALaDyn

Le simulazioni laser plasma per questo lavoro di tesi sono state realizzate con ALaDyn (Acceleration by Laser and Dynamics of charged particles) [6, 7], uno dei codici PIC sviluppati dal nostro gruppo. ALaDyn vanta una grande flessibilità, vi sono varie forme e modelli per i bersagli, polarizzazioni per il laser e specie chimiche diverse, lasciando non di meno libertà all'utente di aggiungere moduli e di apportare modifiche al codice. Sebbene sotto sviluppo già dal 2008 è stato sottoposto a frequenti revisioni negli anni e la versione più aggiornata è disponibile online, dietro richiesta, su GitHub³.

³<https://github.com/ALaDyn/ALaDyn>

Accelerazione di Ioni via Laser

MECCANISMI

In generale, quando si tratta di accelerare ioni, si fa interagire il laser con un bersaglio solido la cui densità supera la densità critica n_c definita dalla (1.15).

Le prime particelle a reagire sono gli elettroni, di cui abbiamo già studiato la dinamica nel vuoto, a causa del rapporto carica su massa più elevato. Tuttavia in un plasma, a maggior ragione se denso come nel caso di quello generato da un bersaglio solido, il moto delle particelle è significativamente influenzato dai campi collettivi e l'impulso stesso è modificato dalla non-linearità del fenomeno.

Argomento di questo capitolo sono dunque i meccanismi di accelerazione di ioni via laser e verranno presentati dei modelli analitici per la loro descrizione.

2.1 Meccanismi di Accelerazione di Ioni

La prima proposta di accelerazione di ioni per mezzo di plasmi venne da Veksler [8] negli anni '50 ma risultati interessanti sul piano applicativo si iniziarono ad ottenere solo dagli anni '90 grazie alla tecnica CPA ed i mezzi laser titanio:zaffiro, di cui abbiamo già fatto menzione nella sezione 1.2, che resero possibili picchi di potenza molto alti e impulsi molto brevi. Esperimenti recenti di accelerazione di ioni sono stati svolti in diversi laboratori, quali HZDR Dresden (DRACO laser) [9, 10], LLC Lund [11], GIST/APRI Gwangju (LiFSA) [12, 13], JAEA/KPSI Kyoto (JKAREN) [14] e CUOS Ann Arbor (HERCULES) [15].

Nelle sezioni seguenti analizzeremo più nel dettaglio i meccanismi TNSA (*Target Normal Sheath Acceleration*) e RPA (*Radiation Pressure Acceleration*). Pos-

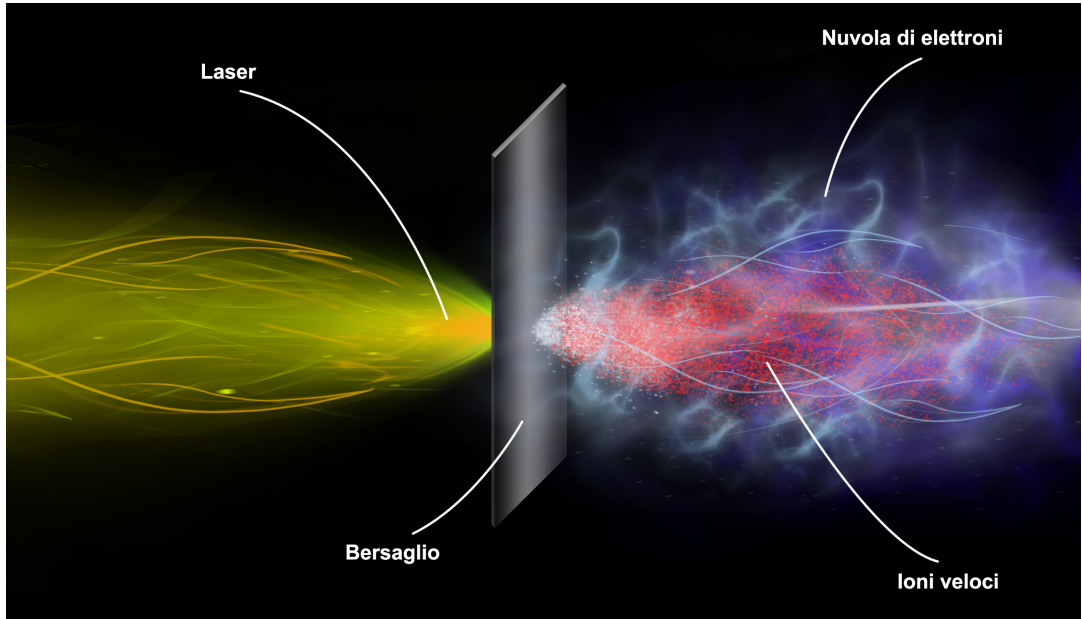


Figura 2.1: Rappresentazione artistica dell’interazione di un fascio laser con un bersaglio solido.

siamo dire che in generale entrambi coesistono in ogni esperimento di interazione fra laser e bersagli solidi. Solitamente il TNSA contribuisce maggiormente a basse intensità, mentre il modello RPA diventa sempre più importante ad alte intensità (ancora non realistiche), tipicamente oltre 10^{23} W/cm³ per impulsi polarizzati direttamente, meno per polarizzazione circolare per la quale è fortemente soppresso il riscaldamento degli elettroni (con riscaldamento si intende l’acquisizione di una velocità trasversale)[16]. Altri meccanismi, che non descriveremo in questo lavoro ma che elenchiamo per completezza, sono: la *Shock acceleration*[17, 18], *Magnetic Vortex Acceleration* [19, 20, 21, 22, 23], la *Break Out Afterburner*[24, 25, 26], la *Coulomb Explosion*[27, 28].

Quando un impulso laser di elevata potenza raggiunge un bersaglio solido un’intensa corrente di elettroni “veloci” viene generata sulla parte anteriore dello stesso, propagandosi all’interno fino a raggiungere il retro. Questi elettroni si “staccano” e lo sbilanciamento della carica produce uno *sheath field* E_s , normale al retro del bersaglio. Dovendo E_s trattenere elettroni con una “temperatura” tipica T_v , dove in questo contesto T ha dimensioni di un’energia, l’estensione spaziale tipica della *sheath* L_s sarà legata ad E_s dalla relazione

$$E_s \sim \frac{T_v}{eL_s} \quad (2.1)$$

Da considerazioni dimensionali, assumendo unicamente n_v e T_v come parametri,

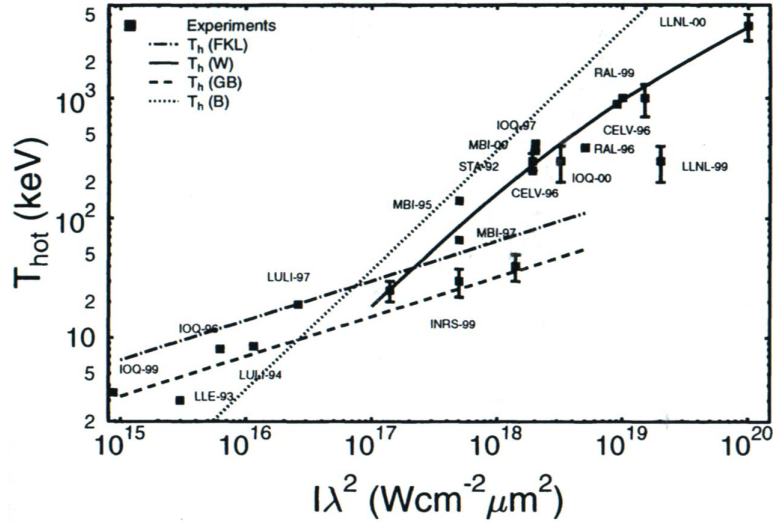


Figura 2.2: Misure di temperature degli elettroni veloci in esperimenti di interazione laser-solido con impulsi al femtosecondo, comparate con diversi modelli[5].

L_s potrebbe essere approssimativamente valutata come la lunghezza di Debye degli elettroni veloci

$$L_s \sim \lambda_{Dv} = \sqrt{\frac{T_v}{4\pi e^2 n_v}}. \quad (2.2)$$

Da evidenze sperimentali, vedi Fig.(2.2), risulta lecito scalare la temperatura T_v come $(I\lambda^2)^{1/2}$ con I e λ rispettivamente intensità e lunghezza d'onda dell'impulso[5]; questo ci permette di dare una stima delle grandezze in gioco. Infatti, con T_v scalata in questo modo, una irradianza $I\lambda^2 = 10^{20} \text{ Wcm}^{-2}$ e una efficienza di conversione in elettroni veloci $\eta_v = 0.1$, troviamo $T_v \approx 5.1 m_e c^2 = 2.6 \text{ MeV}$, $n_v \sim 8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda_{Dv} = 4.2 \times 10^5 \text{ cm}$ e $E_s \sim 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-1}$. Un tale campo tratterrà la maggior parte degli elettroni in fuga, ionizzerà gli atomi sul retro del bersaglio e comincerà ad accelerare ioni.

Un eventuale strato sottile di impurità contenenti idrogeno, ad esempio idrocarburi o anche molecole d'acqua, sarebbe fonte di protoni che verrebbero a trovarsi in una condizione estremamente favorevole per l'accelerazione. Infatti sia grazie alla loro posizione iniziale, dove il campo è massimo, sia per il loro basso rapporto carica su massa, risulterebbero più rapidi rispetto agli ioni più pesanti nel seguire gli elettroni e schermare lo *sheathfield*.

I modelli analitici forniscono un'idea intuitiva degli scenari di accelerazione di ioni via plasma, tuttavia hanno valenza per lo più didattica in quanto nella riproduzione in laboratorio il processo risulta molto complesso. Sono coinvolti, infatti, numerosi fenomeni fisici ad ogni stadio di interazione, ovvero nella ionizzazione,

nella formazione di preplasma, che verrà studiato nel terzo capitolo, nell'assorbimento del *main pulse* da parte degli elettroni, nell'evoluzione del plasma dovuta al laser e infine nella propagazione successiva al processo di accelerazione. Per questo motivo le simulazioni numeriche sono più fedeli ai risultati ottenuti in laboratorio ma necessitano di parametri fenomenologici non derivabili dai modelli analitici.

2.2 Target Normal Sheath Acceleration

Il processo TNSA è una conseguenza della grande separazione di carica generata dagli elettroni veloci che raggiungono il retro del bersaglio. Qui si forma una nuvola di elettroni relativistici che si estende per varie lunghezze di Debye e provoca la formazione di un campo elettrico longitudinale estremamente intenso, per la maggior parte normale alla superficie, che è responsabile dell'accelerazione degli ioni. Bisogna precisare che per entrambe le facce del bersaglio si ha lo stesso fenomeno, tuttavia altri meccanismi entrano in gioco in un processo di accelerazione via laser reale, come vedremo nella sezione successiva, che non si comportano in modo altrettanto simmetrico; per questo e per motivi logistici si studia la regione posteriore al campione.

Il campo elettrico così generato, dunque, dipenderà da parametri della distribuzione elettronica e da parametri della superficie stessa. Come già accennato l'accelerazione risulta più efficace per i protoni che possono essere presenti in forma di contaminanti sulla superficie o anche far parte del bersaglio, come nel caso di campioni di plastica. La popolazione di ioni più pesanti fornisce una carica positiva che offre molta più inerzia e rende possibile la separazione di carica responsabile del campo accelerante. Una parte di questi può anche venire accelerata in effetti, su scale di tempo più lunghe, se i protoni non sono abbastanza da acquisire la maggior parte dell'energia contenuta nel campo elettrico o se sono rimossi prima dell'arrivo dell'impulso laser, per esempio scaldando il bersaglio [29].

Costruiamo ora una possibile modellizzazione teorica del TNSA che ci permetta di descriverne più accuratamente il funzionamento.

2.2.1 Modello Quasi-Statico

Per prima cosa, assumiamo un'approssimazione elettrostatica di modo che $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$ dove il potenziale scalare soddisfa l'equazione di Poisson

$$\nabla^2\Phi = 4\pi e(n_e - \sum_j Z_j n_j) \quad (2.3)$$

dove la somma è calcolata su tutte le specie di ioni ciascuna avente densità n_j e carica Z_j . Come conseguenza dell'interazione laser-solido, la densità di elettroni può

essere descritta da due popolazioni qualitativamente distinte, che etichetteremo: “fredda” e “calda”¹, aventi densità n_f e n_c tali che $n_e = n_f + n_c$. In un approccio semplificato, gli effetti termici possono essere trascurati per la popolazione fredda, mentre n_c può essere fornita da una distribuzione di Boltzmann con una singola temperatura T_c , corrispondente a T_v della sezione precedente

$$n_c = n_{0c} e^{e\Phi/T_c} \quad (2.4)$$

Questa espressione risulta una prima approssimazione ragionevole per tenere conto della presenza dello *sheath field* E_s ed è stata effettivamente utilizzata in molti lavori su TNSA [30, 31, 32, 33, 34]; tuttavia può portare a problemi concettuali di cui ci occuperemo nel seguito.

Per quanto riguarda gli ioni, è spesso appropriato catalogarli in due specie, una popolazione leggera (L), generalmente rappresentata dai protoni, ed una pesante (P), rendendo così possibile ad esempio modellizzare l’accelerazione di specie leggere presenti sul retro del bersaglio solido, costituito di ioni pesanti.

Assumiamo inoltre che sulla scala temporale di interesse, ovvero sotto il picosecondo, gli ioni pesanti siano immobili, la produzione di elettroni caldi dovuta al laser isoterma e gli ioni leggeri in numero sufficientemente basso in modo che non influenzino il potenziale e possano venire trattati come particelle di prova.

In questo limite, se si usa la (2.4) per descrivere gli elettroni caldi e si trascura l’effetto termico degli elettroni freddi in modo da poterli considerare immobili, il potenziale in geometria planare è determinato da

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 4\pi e [n_{0c} e^{e\Phi/T_c} - (Z_P n_{0P} - n_{0f})] \quad (2.5)$$

dove assumiamo che la carica di *background* riempra la regione $x < 0$ con densità uniforme. Una volta nota la forma di $\Phi(x)$ si possono calcolare la corrispondente densità elettronica, il campo elettrico e le energie degli ioni che si muovono in questo potenziale.

Questo è il più semplice approccio auto-consistente per descrivere a livello teorico il campo responsabile dell’accelerazione in regime TNSA. La soluzione della (2.5) nella regione $x > 0$, assumendo l’annullarsi della densità degli elettroni caldi e del campo elettrico per $x \rightarrow \infty$, fu trovata e studiata prima dell’effettiva implementazione sperimentale dei processi TNSA [35]. Abbiamo dunque, per $x > 0$,

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 4\pi e n_{0c} e^{e\Phi/T_c} \quad (2.6)$$

¹In letteratura si usa equivalentemente “calda” o “veloce” per indicare la componente più energetica.

che diventa, riscrivendo il primo termine,

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 = 4\pi e n_{0c} e^{e\Phi/T_c}$$

e quindi

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 = 4\pi e n_{0c} e^{e\Phi/T_c} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)$$

Possiamo dunque integrare, ottenendo

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 = 4\pi n_{0c} T_c e^{e\Phi/T_c}$$

L'ultima equazione può essere riscritta come

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\partial \Phi}{\partial x} = -\sqrt{4\pi n_{0c} T_c} e^{e\Phi/T_c}$$

dove la scelta del segno negativo è dovuta al fatto che vogliamo il potenziale decrescente al crescere di x . Portando ora l'esponenziale a primo membro e integrando otteniamo

$$\frac{T_c}{e} \sqrt{2} e^{-e\Phi/2T} = \sqrt{4\pi n_{0c} T_c} x + \frac{\sqrt{2} T_c e^{1/2}}{e}$$

La costante di integrazione è stata scelta non nulla in modo da evitare la divergenza del potenziale per $x = 0$. A questo punto esplicitiamo la forma del potenziale

$$-\frac{e\Phi}{2T_c} = \ln \left(\frac{e}{\sqrt{2} T_c} \left(\sqrt{4\pi n_{0c} T_c} x + \frac{\sqrt{2} T_c e^{1/2}}{e} \right) \right)$$

e dunque

$$\Phi(x) = -\frac{2T_c}{e} \left[\ln \left(1 + \frac{x}{\sqrt{2} e \lambda_{Dc}} \right) - 1 \right] \quad (2.7)$$

dove $\lambda_{Dc} = \sqrt{T_c/(4\pi e^2 n_{0c})}$ ed abbiamo scelto le costanti di integrazione in modo che le condizioni al contorno $dV/dx = 0$, $V = -\infty$ per $x \rightarrow +\infty$ siano rispettate. Inoltre per garantire la continuità del potenziale e del campo elettrico abbiamo riscaldato Φ . Il campo assume il valore massimo sulla superficie del bersaglio

$$E(0) = \sqrt{\frac{2}{e}} E_0 = \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{T_c}{e \lambda_{Dc}} \quad (2.8)$$

Il potenziale elettrostatico (2.7), tuttavia, implica l'accelerazione infinita di un protone di prova con energia inizialmente nulla in $x = 0$. Il motivo risiede nella

scelta, in prima approssimazione ragionevole, di utilizzare la relazione di Boltzmann per descrivere la densità degli elettroni caldi [36]. Infatti per avere una densità nulla all'infinito il campo elettrostatico auto-consistente deve divergere a grande distanza dal bersaglio, ovvero $\Phi \rightarrow -\infty$ per $x \rightarrow +\infty$. Questa non è una conseguenza patologica dell'approssimazione unidimensionale; risulta invece legata al fatto che la distribuzione di Boltzmann implica l'esistenza di particelle con energia cinetica infinita, prive di significato fisico. Il problema può essere aggirato assumendo un *cut-off* superiore $\mathcal{E}_{c.o.}$ di modo che $\Phi \rightarrow -\mathcal{E}_{c.o.}$ per $x \rightarrow +\infty$ ed il campo elettrico si annulli ad una distanza finita. L'imposizione del *cut-off* può essere giustificata se si suppone che gli elettroni con energia cinetica che supera un certa soglia lasciano il sistema [37, 38]. Effettivamente evidenze sperimentali di bersagli che si sono caricati a seguito del processo di accelerazione supportano questa giustificazione [39, 40]. Implementiamo dunque le ultime considerazioni continuando ad usare la relazione di Boltzmann ma considerando che la popolazione degli elettroni caldi occupi solo una regione finita h . La soluzione della (2.5) diventa dunque

$$\Phi(x) = \frac{T_c}{e} \ln \left[1 + \tan \frac{h-x}{\sqrt{2}\lambda_{Dc}} \right] \quad (2.9)$$

Il campo e la densità elettronica possono così essere facilmente calcolati ma h è indeterminata. Si può dare una stima di h in base alla conservazione dell'energia degli elettroni: l'energia cinetica acquisita da un elettrone di prova soggetto ad un impulso del laser dovrà uguagliare il lavoro compiuto dell'elettrone stesso per coprire una distanza h , appunto, in presenza della distribuzione spaziale degli altri elettroni caldi [41]. Questo approccio è ovviamente non auto-consistente, non si riesce infatti a dedurre coerentemente h all'interno della teoria.

Per superare in modo consistente con il modello questo limite, si potrebbe risolvere l'equazione di Poisson assumendo una situazione quasi-stazionaria in cui solo gli elettroni con energia totale $W = mc^2(\gamma - 1) - e\Phi$ negativa sono trattenuti nel sistema. Questa argomentazione fisica impone di descrivere cinematicamente gli elettroni caldi, assumendo che, in equilibrio termodinamico, seguano una funzione di distribuzione $f_e(x, p)$ con una singola temperatura nel potenziale elettrostatico Φ . La corrispondente densità di elettroni caldi "trattenuti" che compare nell'equazione di Poisson è data da $n_c = \int_{W < 0} f_e(x, p) dp$ e la rende un'espressione fortemente non lineare per determinare il potenziale. Non discutiamo in questo lavoro le scelte possibili di $f_e(x, p)$ che possono essere prese in considerazione e le rispettive soluzioni dell'equazione di Poisson unidimensionale, ma come caratteristica generale si trova che effettivamente il potenziale, il campo elettrico e la distribuzione di densità si annulla ad una distanza x_f finita dell'ordine di varie λ_{Dc} .

Il modello discusso in questa sezione permette dunque di mettere in luce alcune proprietà generali del campo accelerante in regime TNSA. Il profilo spaziale è

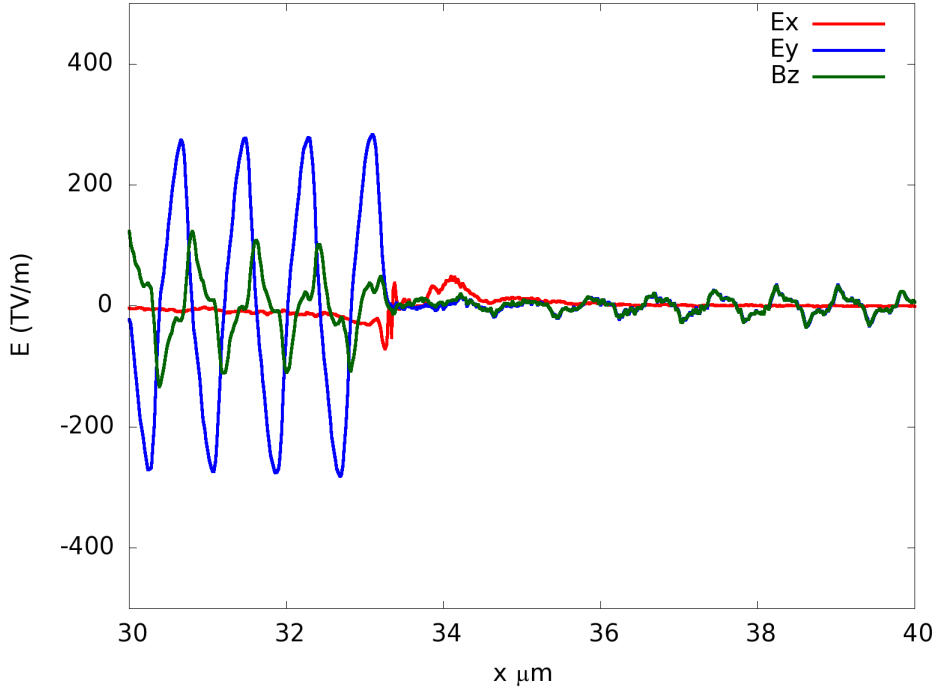


Figura 2.3: In rosso, profilo del campo elettrico longitudinale formatosi in seguito alla separazione di carica in regime TNSA.

caratterizzato da un gradiente a decrescenza molto rapida e un campo elettrico che risulta massimo sulla superficie posteriore del bersaglio e si annulla ad una distanza di pochi μm , vedi Fig.(2.3). Questo implica che gli ioni più energetici che vengono accelerati nella regione dove il campo è massimo attraverseranno la zona dove questo è presente e si neutralizzeranno grazie alla nuvola di elettroni in breve tempo, possibilmente prima che il plasma si espanda e gli elettroni si raffreddino.

Spendiamo qualche parola conclusiva sulla accelerazione degli ioni su scale di tempo lunghe o in condizioni in cui il modello quasi-statico non è valido ed è dunque necessario introdurre la dinamica degli ioni per descrivere l'evoluzione temporale del sistema totale. Tale descrizione può essere ad esempio basata sulla teoria cinetica utilizzando l'equazione di Vlasov (1.56)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = 0$$

Le equazioni possono essere studiate analiticamente introducendo approssimazioni e condizioni al contorno opportune; i loro limiti di applicabilità stabiliscono a questo punto i regimi fisici in cui le soluzioni cui si giunge sono valide. Si può, altrimenti, studiarle tramite metodi numerici.

2.3 Radiation Pressure Acceleration

Nel meccanismo di *Radiation Pressure Acceleration* (RPA) l'interazione tra il laser e il plasma non è mediata dal riscaldamento termico degli elettroni. La forza ponderomotiva agisce infatti direttamente sugli elettroni spingendoli nella direzione di propagazione.

Diamo ora una semplice trattazione analitica per mettere in luce le caratteristiche principali del processo. Prima di tutto deriviamo la quantità di moto trasportata da un'onda elettromagnetica. Consideriamo un'onda elettromagnetica piana che si propaga nel vuoto e una superficie Σ perpendicolare alla direzione di propagazione della radiazione x . Supponiamo Σ composta di atomi ionizzati, quindi di cariche elettriche, con densità planare σ ; per cui la forza di Lorentz è

$$\mathbf{F}_\sigma = \sigma(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_\sigma}{c} \times \mathbf{B})$$

dove \mathbf{v}_σ rappresenta la velocità trasferita alle cariche dal campo elettrico. La potenza assorbita dalla superficie risulta indipendente dal campo magnetico infatti il termine \mathbf{B} scompare

$$\mathbf{F}_\sigma \cdot \mathbf{v}_\sigma = \sigma \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_\sigma + \sigma \frac{\mathbf{v}_\sigma}{c} \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{v}_\sigma = \sigma v_\sigma E$$

L'intensità

$$I = \sigma \langle v_\sigma E \rangle \quad (2.10)$$

non produce dunque un effetto meccanico globale sulla superficie, essendole \mathbf{E} parallelo; l'effetto netto è solo una corrente. Al contrario il campo magnetico produce un effetto meccanico senza contribuire alla potenza assorbita. Infatti in media abbiamo

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \sigma \langle \frac{\mathbf{v}_\sigma}{c} \times \mathbf{B} \rangle = \frac{\sigma}{c} \langle v_\sigma B \rangle \mathbf{u}_x \quad (2.11)$$

che, usando la (2.10), può essere scritta come

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{\sigma}{c} \langle v_\sigma E \rangle \mathbf{u}_x = \frac{I}{c} \mathbf{u}_x$$

Questa forza media, dove si può supporre la media su Σ normalizzata ad uno senza ledere la generalità, corrisponde dunque ad una pressione, altrimenti nota come pressione di radiazione, esercitata sulla superficie dall'onda. Generalizziamo la pressione di radiazione che abbiamo ricavato per una superficie totalmente assorbente. Nel caso completamente opposto, dove la superficie è completamente riflettente, l'onda dopo la riflessione si propaga lungo $-\mathbf{u}_x$, dunque il momento ha invertito direzione e l'impulso trasmesso a Σ raddoppia rispetto a prima, quindi

$$P_{rad} = \frac{2I}{c}$$

Poiché in generale una superficie in parte assorbe ed in parte riflette, possiamo scrivere, denotando con R l'indice di riflessione,

$$P_{rad} = (1 + R) \frac{I}{c}$$

In fine, per completare la generalizzazione, se l'onda non si propaga perpendicolarmente a Σ solamente la componente normale del momento partecipa all'interazione dunque possiamo scrivere

$$P_{rad} = (1 + R) \frac{I}{c} \cos^2 \theta$$

Questa pressione di radiazione è alla base del meccanismo RPA. Localmente, da un punto di vista microscopico, la pressione di radiazione è data dall'integrale sul volume del bersaglio della media temporale della forza $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ su un periodo. Poiché la forza ponderomotiva, come abbiamo visto, è proporzionale all'inverso della massa della particella, ha un effetto trascurabile sugli ioni: Il trasferimento di quantità di moto è nuovamente mediato dagli elettroni, che tuttavia non vengono più riscaldati dal laser ma solo spinti in avanti.

A seconda dello spessore del bersaglio è possibile distinguere due diversi regimi di RPA: *hole boring* (HB) se il bersaglio è spesso, *light sail* (LS) se il bersaglio è sottile. Vediamo ora più nel dettaglio alcune caratteristiche di base.

Nel meccanismo di HB viene quasi raggiunta una situazione di equilibrio tra la forza ponderomotiva e la forza elettrostatica, come si evince da possibili modelli fenomenologici derivabili per questo regime [42]. L'idea principale è che il laser spinge gli elettroni della faccia anteriore con una forza $F_x \approx 2I/c$ e penetra nel plasma in formazione fino a distanze dell'ordine della *skin depth*. In un primo momento gli ioni rimangono immobili e a densità iniziale n_0 invariata mentre la densità degli elettroni viene "svuotata" dal laser in uno strato iniziale di spessore x_d , vedi Fig.(2.2TesiSgattoni). Il campo elettrico risultante ha un valore massimo $E_0 = 4\pi en_0 x_d$ che accelera gli ioni presenti nella regione svuotata che si muovono in avanti accumulandosi fino a che la loro densità diventa singolare e bucano il bersaglio proseguendo nella direzione di propagazione. Una stima dell'energia degli ioni è

$$E_I = 2Zm_e c^2 \frac{n_c}{n_e} a_0 \quad (2.12)$$

L'energia degli ioni mostra una dipendenza lineare dall'intensità mentre è inversamente proporzionale alla densità elettronica. Questa stima dimostra di avere un'eccellente aderenza alle simulazioni PIC 1D [43]. Tuttavia per densità realistiche del bersaglio $n_e \geq 100n_c$ e anche considerando impulsi molto intensi l'accelerazione degli ioni raggiunta è abbastanza bassa. Un campione costituito di materiali

a bassa densità potrebbe aiutare ma sono numerose le difficoltà sperimentali che si incontrano in questo caso.

Prendiamo in analisi adesso il regime LS. nella situazione precedente avevamo che gli ioni veloci, una volta attraversavano il bersaglio, non avevano più possibilità di guadagnare energia perché fuori dalla zona accelerante. Se il campione è sottile però, dopo la prima accelerazione gli ioni non si accumulano in una regione di densità singolare poiché costituiscono praticamente tutto il bersaglio. Il laser è dunque in grado di spingere ulteriormente gli elettroni ripetendo lo stadio di accelerazione. Sebbene il laser interagisca fondamentalmente solo con gli elettroni, a causa del poco spessore del campione il moto degli ioni è strettamente legato al loro e il campione stesso può essere considerato un oggetto rigido. Accettando questa assunzione si può ricondurre l'equazione del moto del campione a quella di uno "specchio volante" spinto dalla pressione di radiazione $P_{rad} = 2I/c$ dell'onda elettromagnetica del laser [44].

Come si evince da Fig.(2.4), a differenza del TNSA, gli elettroni e i protoni si muovono pressoché insieme e l'impulso non viene riflesso dal bersaglio. Al contrario distrugge completamente il campione e lo spinge avanti con sé. Dal momento che sperimentalmente risulta poco accessibile, nelle nostre simulazioni su accelerazione di ioni via interazione laser-plasma il meccanismo RPA non è stato considerato, nondimeno appare molto promettente in vista di sviluppi futuri.

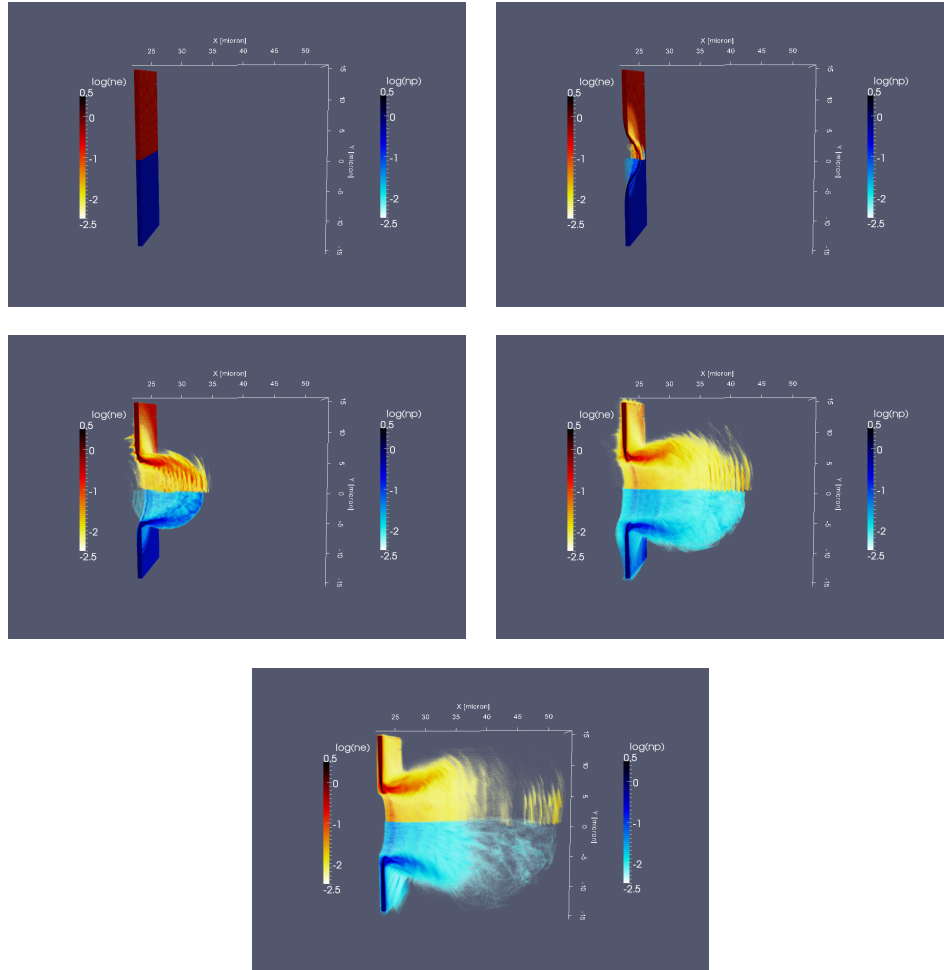


Figura 2.4: Sequenza di istanti temporali del meccanismo RPA. la densità di elettroni è rappresentata in scala di rossi; in scala di blu la densità di protoni. CP laser: $I_0 = 1.7 \cdot 10^{23} \text{ W/cm}^2$, $w_0 = 3.5 \text{ }\mu\text{m}$, $t = 24 \text{ fs}$, $l = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$, plasma formato unicamente da protoni e ioni, spessore iniziale $l = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$ e densità $n_e = 64n_c$ [45].

In un processo di interazione tra un impulso laser ed un bersaglio solido la presenza di un preimpulso può creare un preplasma sciogliendo, facendo evaporare e ionizzando una parte del campione. Nonostante lo smorzamento che subisce il *main pulse* attraversando questa regione a bassa densità, in base allo spessore del preplasma così formato e ad altri parametri ad esso connessi c'è la possibilità che l'impulso principale risulti, al contrario, più efficiente nell'accelerare ioni rispetto al caso di un laser ideale a contrasto infinito. In questo capitolo studieremo il preplasma, descrivendo la sua formazione ma concentrandoci in particolar modo su come può influenzare i processi di accelerazione di ioni avvalendoci di simulazioni numeriche.

3.1 Preimpulso e Formazione di Preplasma

Definiamo in questa sezione il preimpulso e forniamo un semplice modello per descrivere la formazione di preplasma in processi di accelerazione di ioni via laser.

3.1.1 Preimpulso

Consideriamo il preimpulso principalmente costituito da *amplified spontaneous emission* (ASE), che anticipa il *main pulse* di qualche nanosecondo e dura altrettanto. Come già accennato nella sezione sui laser l'intensità del preimpulso è

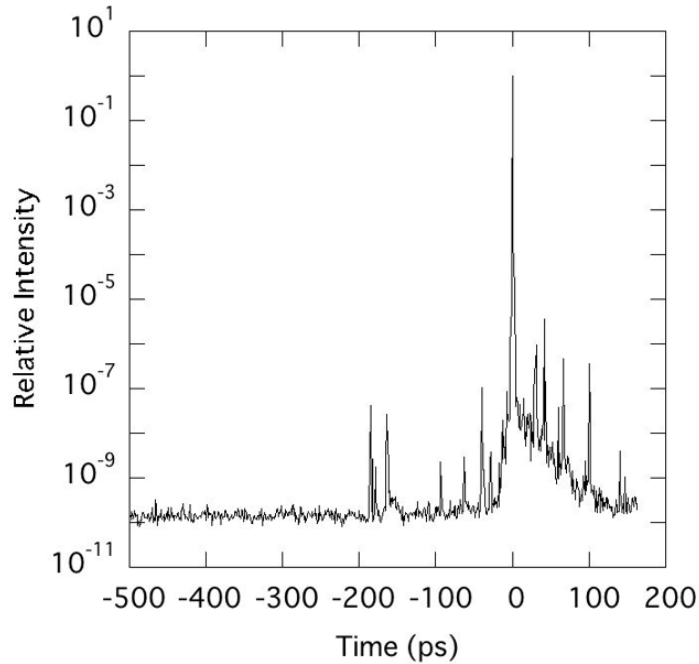


Figura 3.1: Tipico profilo di un impulso laser sperimentale.

descritta dal contrasto. Questo parametro è definito come il rapporto tra l'intensità dell'impulso principale e quella del preimpulso

$$C_I = I_{las}/I_{pp} \quad (3.1)$$

o equivalentemente in termini dell'energia

$$C_{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_{las}/\mathcal{E}_{pp} \quad (3.2)$$

Da notare che un contrasto molto alto, come 10^{10} , non garantisce affatto la trascurabilità degli effetti del preimpulso sul bersaglio. Infatti avendo ad esempio a che fare con impulsi principali di intensità $I_{las} = 10^{21}$ W/cm² ci si trova in presenza di una $I_{pp} = 10^{11}$ W/cm² più che sufficiente per l'ablazione e ionizzazione del campione solido.

Specifichiamo inoltre che sperimentalmente si ha poco controllo sul preimpulso, dunque per sfruttare gli effetti del preplasma che genera, come vedremo, sarebbe idealmente più soddisfacente avere un *main pulse* pulito e farlo precedere da un altro impulso preparato ad hoc.

3.1.2 Modello per la Formazione di Preplasma

Quando una radiazione laser che ammette un preimpulso interagisce con un bersaglio solido, generalmente dello spessore di qualche micrometro, questo produce

un preplasma esteso.

L'energia del preimpulso \mathcal{E}_{pp} viene assorbita principalmente nei pressi della superficie anteriore. La temperatura T_e degli elettroni cresce poiché questi vengono riscaldati dal campo del preimpulso E_{pp} , che oscilla con frequenza ω . Può essere stimata, in approssimazione non collisionale, uguale alla loro energia di oscillazione

$$T_e = \mathcal{E}_e = m_e c^2 \sqrt{a_0^2 / C_I} \quad (3.3)$$

dove $C_I = E_0^2 / E_{pp}^2$ è il contrasto e $a_0 = eE_0 / m_e \omega c$ è l'ampiezza adimensionale del *main pulse*. Inoltre una parte dell'energia del preimpulso riscalda gli ioni, una parte viene spesa per l'espansione della regione di preplasma e una parte poi viene persa dalle particelle a causa di processi radiativi.

Stimiamo ora il “costo di produzione” del preplasma, \mathcal{E}_C , considerando il bilancio energetico con \mathcal{E}_{pp} . Possiamo scrivere

$$\mathcal{E}_C = N_e T_e + N_i T_i + N_e \mathcal{E}_I + N_i \mathcal{E}_{i,kin} + \mathcal{E}_{rad} \quad (3.4)$$

dove N_e e N_i sono il numero totale di elettroni e ioni nel preplasma; T_e e T_i sono le rispettive temperature; \mathcal{E}_I rappresenta il “costo” di ionizzazione circa uguale a due volte il potenziale di ionizzazione; $\mathcal{E}_{i,kin}$ è l'energia cinetica degli ioni e \mathcal{E}_{rad} rappresenta l'energia persa in processi radiativi. L'energia \mathcal{E}_C uguaglia dunque l'energia del preimpulso assorbita [46].

$$\mathcal{E}_C = k_{conv} \mathcal{E}_{pp} \quad (3.5)$$

dove k_{conv} è l'efficienza di conversione.

Se il bersaglio è troppo sottile può venire completamente distrutto dal preimpulso e dunque rendere inefficace l'impulso principale. Invece un buon bilanciamento dello spessore del campione e di altri parametri può ottimizzare il processo di accelerazione degli ioni

3.2 Simulazioni Numeriche PIC 2D

In questo lavoro di tesi abbiamo effettuato simulazioni numeriche PIC 2D finalizzate all'ottimizzazione degli spettri energetici di ioni in regime di accelerazione tramite laser.

Il laser è stato parametrizzato con fuoco all'inizio del bersaglio, incidenza normale, *beam waist* $w_0 = 12 \mu\text{m}$, durata dell'impulso 30 fs, lunghezza d'onda centrale $\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$ (Ti:Sa) e ampiezza normalizzata $a_0 = 5$. Il modello è basato sul laser della *salle jaune* del laboratorio LOA a Palaiseau in Francia.

Sono stati presi in considerazione bersagli solidi aventi bulk con spessore fissato $\ell_b = 0.6 \mu\text{m}$ e densità $n_b = 100n_c$ (Al), layer contenente i contaminanti posto sul retro del bulk di spessore $\ell_l = 0.08 \mu\text{m}$ e densità $n_l = 10n_c$.

La griglia spaziale è stata suddivisa longitudinalmente in 7168 punti con una risoluzione di $100 \text{ pt}/\mu\text{m}$ e trasversalmente in 3584 punti con una risoluzione di $50 \text{ pt}/\mu\text{m}$.

3.2.1 Analisi Parametrica

Per indagare gli effetti dovuti alla presenza di preplasma davanti al bulk abbiamo effettuato un'analisi parametrica utilizzando alternativamente vari valori di lunghezza e densità di preplasma e lunghezza della ramp. I profili di densità di un

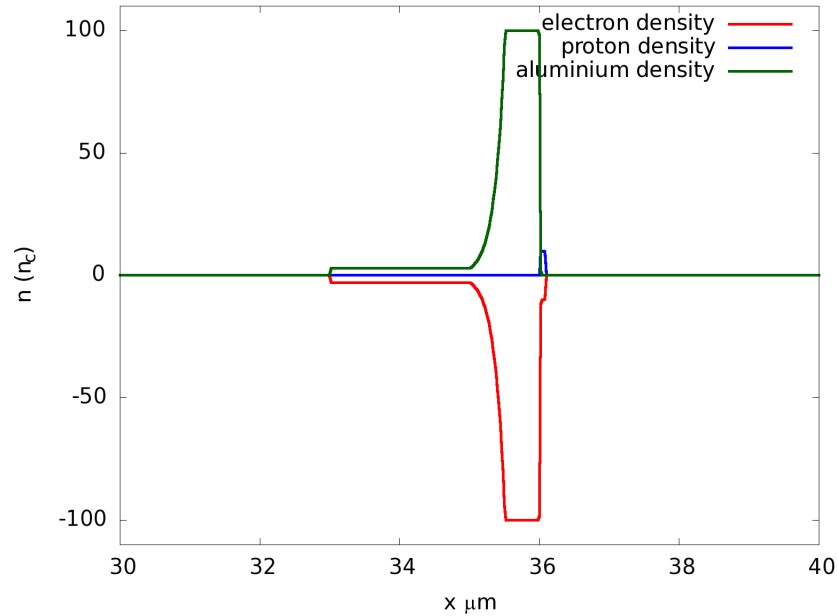


Figura 3.2: Profilo delle densità di elettroni, protoni e ioni di alluminio, espresse in unità di densità critiche, che caratterizzano un tipico bersaglio reale.

tipico bersaglio reale sono riportati in Fig.(3.2), dove è possibile individuare la regione di preplasma antistante il bulk caratterizzata da una bassa densità di ioni di alluminio e di elettroni, la ramp dove le densità crescono esponenzialmente fino a raggiungere i valori propri del bulk e infine il layer di contaminanti contenente idrogeno.

Per prima cosa mostriamo lo spettro energetico dei protoni accelerati in assenza di preplasma, Fig.(3.3). Si nota che la massima energia raggiunta è di circa 9 MeV, con una frazione della popolazione totale esigua in corrispondenza di questo valore.

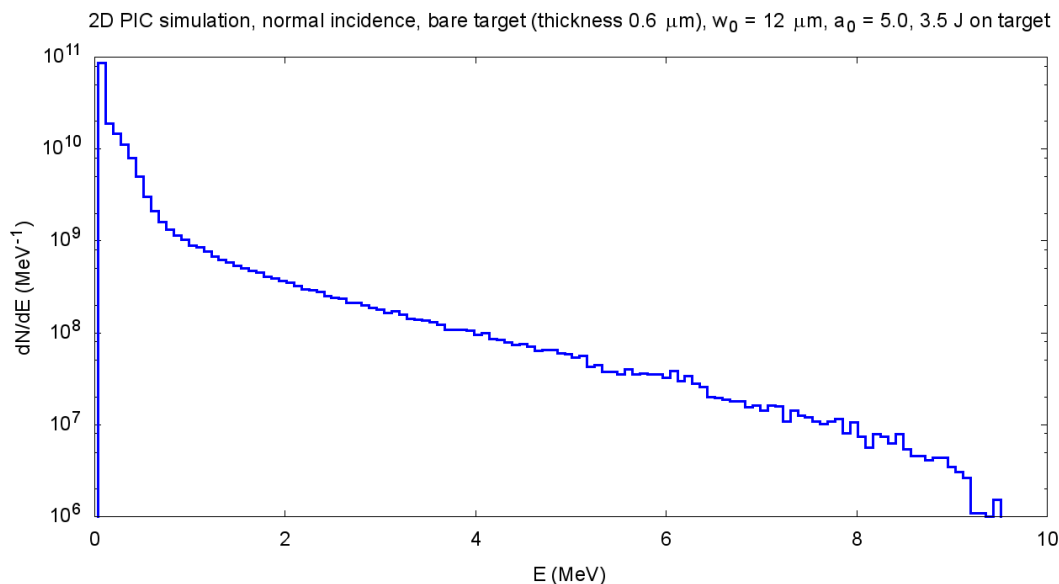


Figura 3.3: Grafico che mostra lo spettro energetico dei protoni in assenza di preplasma.

Consideriamo i risultati ottenuti dalla scansione parametrica per l'energia massima, Fig.(3.4) e Fig.(3.5). Si nota che una bassa densità di preplasma, $n = 0.5n_c$, garantisce una maggiore efficienza e permette ioni accelerati a circa 26 MeV, probabilmente grazie ad una più efficace conversione dell'energia del *main pulse* in elettroni caldi che mediano il processo di accelerazione.

Inoltre gli spettri delle energie totali riportati in Fig.(3.6) garantiscono che per i valori di lunghezza di preplasma e ramp, circa $\ell_p = 1.8 \mu\text{m}$ e $\ell_r = 0.8 \mu\text{m}$, a densità $n = 0.5n_c$, che permettono energie massime di 26 MeV, questi valori non siano dovuti ad un campione ristretto, molto lontano dalla media; infatti a questi parametri corrisponde una energia totale di circa 280 mJ.

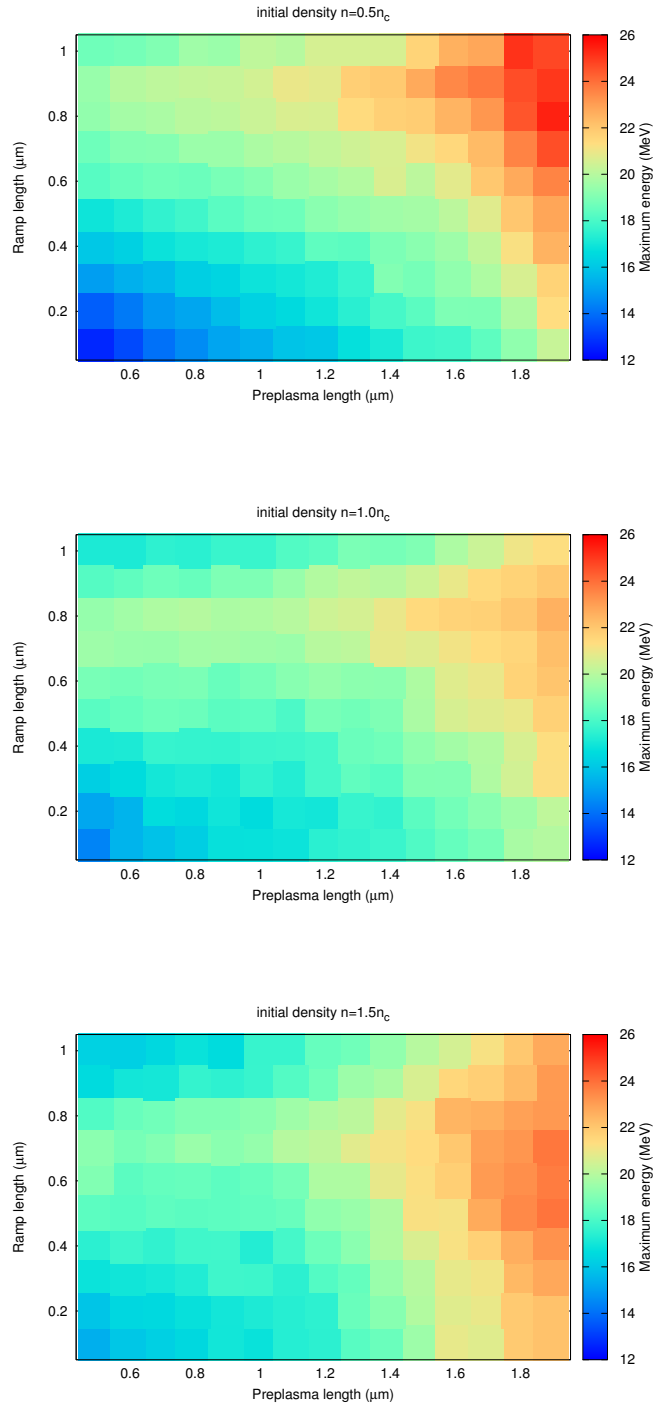


Figura 3.4: Grafici che mostrano i valori di energia massima per l_p che va da $0.6 \mu\text{m}$ e $1.8 \mu\text{m}$ e l_r che va da $0.2 \mu\text{m}$ a $1 \mu\text{m}$, per valori di densità di preplasma rispettivamente di $n = 0.5n_c$, $n = 1n_c$ e $n = 1.5n_c$

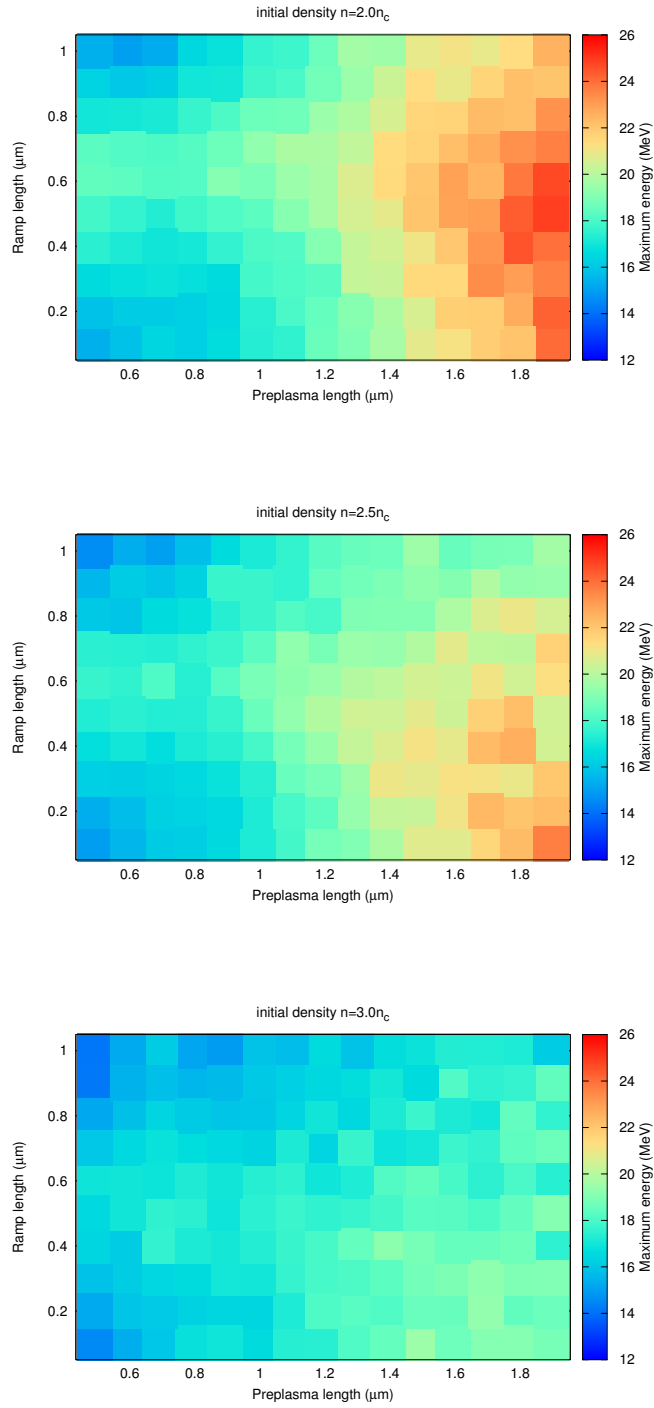


Figura 3.5: Grafici che mostrano i valori di energia massima per ℓ_p che va da $0.6 \mu\text{m}$ e $1.8 \mu\text{m}$ e ℓ_r che va da $0.2 \mu\text{m}$ a $1 \mu\text{m}$, per valori di densità di preplasma rispettivamente di $n = 2n_c$, $n = 2.5n_c$ e $n = 3n_c$

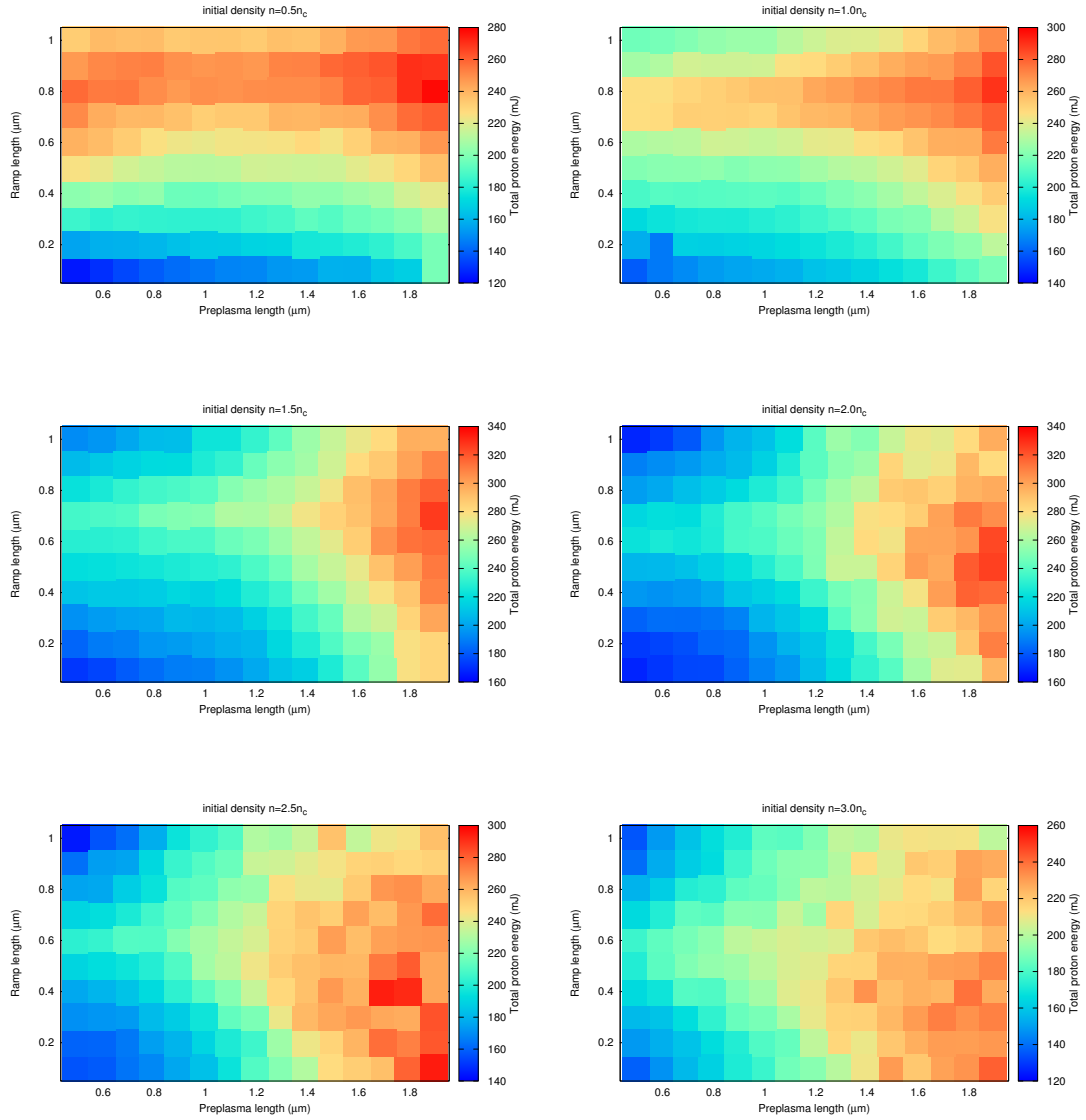


Figura 3.6: Grafici che mostrano i valori di energia totale per ℓ_p che va da $0.6 \mu\text{m}$ e $1.8 \mu\text{m}$ e ℓ_r che va da $0.2 \mu\text{m}$ a $1 \mu\text{m}$, per valori di densità di preplasma rispettivamente di $n = 0.5n_c$, $n = 1n_c$, $n = 1.5n_c$, $n = 2n_c$, $n = 2.5n_c$ e $n = 3n_c$

3.2.2 Incidenza non Normale

Sperimentalmente l'angolo di incidenza del raggio laser è sempre non normale al bersaglio. Questo è dovuto sia a motivi di sicurezza: la componente riflessa dell'impulso sarebbe diretta verso lo strumento e lo danneggerebbe, sia per ottimizzare il rendimento del processo. Infatti il meccanismo TNSA viene reso più efficace da un miglior riscaldamento degli elettroni [47]. In Fig.(3.7) è riportato lo spettro energetico dei protoni in assenza di preplasma ma con un angolo di incidenza dell'impulso laser di 45 gradi. Si può notare un miglioramento dell'energia massima circa del 10% rispetto al caso normale, Fig.(3.3), inoltre una frazione più grande della popolazione raggiunge i valori più alti di energia. Se una regione di preplasma fosse stata presente, l'incidenza non normale, oltre al contributo appena apprezzato, avrebbe inciso sullo spettro energetico in maniera analoga ad una ℓ_p tanto più lunga quanta più la distanza percorsa dall'impulso nel preplasma.

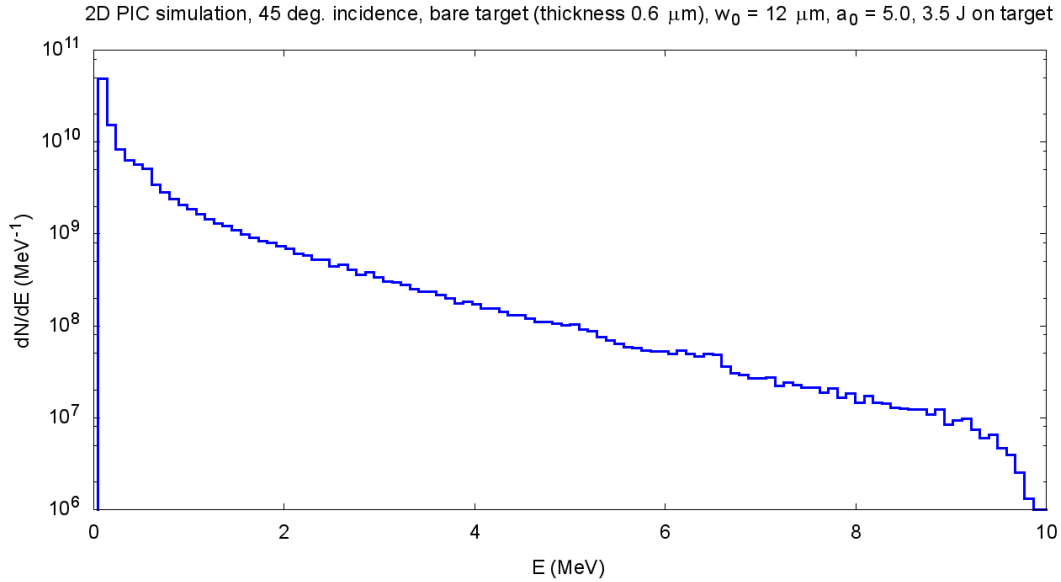


Figura 3.7: Grafico che mostra lo spettro energetico dei protoni in assenza di preplasma e con angolo di incidenza dell'impulso laser di 45 gradi.

3.2.3 Considerazioni Finali

Concludiamo che la presenza di preplasma permette di ottenere un rendimento migliore nei processi di accelerazione di ioni. I risultati riportati in Fig.(3.4) e Fig.(3.5) mostrano tuttavia picchi di energia massima che cadono sul bordo del

grafico. Sarebbe interessante dunque estendere l'indagine svolta in questa tesi in lavori futuri, in modo da isolare i massimi e avere un quadro più chiaro e completo dei parametri opportuni per l'ottimizzazione.

Le simulazioni sono state svolte nel nuovo centro di calcolo HPC del CNAF, utilizzando circa 250.000 ore su un sistema formato attualmente da 15 nodi, contenenti più di 400 cores e 1 TB di RAM.

Conclusioni

Nella prima parte di questo lavoro abbiamo preparato il campo per lo studio dei meccanismi di accelerazione e per le analisi numeriche: ci siamo occupati dei plasmi, descrivendone i parametri fondamentali che li caratterizzano e mettendone in luce le proprietà salienti per i nostri scopi. Poi abbiamo discusso dei traguardi dei laser: grazie al continuo sviluppo tecnologico, vedi le tecniche di CPA (*Chirped Pulse Amplification*), è possibile infatti ottenere impulsi che raggiungono i petawatt di potenza, di durata dell'ordine del femtosecondo: ingredienti chiave per i regimi di accelerazione di ioni considerati. Abbiamo definito inoltre alcune grandezze caratteristiche degli impulsi laser e ne abbiamo modellizzato la propagazione. Abbiamo descritto la dinamica di un singolo elettrone, base imprescindibile per la comprensione dei fenomeni non lineari che caratterizzano l'interazione laser-plasma. Sono stati trattati poi i plasmi da un punto di vista statistico, più semplice ed efficiente per descriverne la dinamica, introducendo quindi l'equazione di Vlasov a cui è affidata l'evoluzione temporale della funzione di distribuzione per sistemi non collisionali quali possono spesso essere considerati i plasmi. Infine si è discusso della tecnica PIC (*Particle-in-Cell*), che permette di approssimare numericamente la dinamica del sistema in analisi, e presentato ALaDyn, uno dei codici sviluppati dal nostro gruppo che implementa questa tecnica, che è stato utilizzato in questo lavoro.

La seconda parte è stata dedicata alla trattazione analitica di alcuni meccanismi di accelerazione di ioni. In generale si fa interagire l'impulso laser con un bersaglio solido che si ionizza all'istante. Gli elettroni, grazie al loro rapporto carica su massa molto elevato, sono i più reattivi e fungono da tramite nel trasferimento di energia dall'impulso agli ioni. Nello specifico sono stati analizzati due dei meccanismi che coesistono in un tipico esperimento: il TNSA (*Target Normal Sheath Acceleration*) e il meccanismo RPA (*Radiation Pressure Acceleration*). Solitamente tuttavia il

TNSA domina poiché il secondo acquisisce peso per intensità più alte rispetto a quelle attualmente raggiungibili.

La terza parte è stata incentrata sul preplasma e i suoi effetti sui processi di accelerazione. Una caratteristica dei laser a contrasto finito e ad alta intensità è la presenza di una radiazione che precede l'impulso principale. Questo preimpulso modifica il bersaglio solido creando una regione di preplasma antecedente ad esso ed arrivando anche a distruggerlo rendendolo inservibile. Abbiamo dunque descritto la formazione del preplasma e tratteggiate le caratteristiche.

Abbiamo poi esposto i risultati di una campagna di simulazioni volta alla ricerca di condizioni di preplasma che possano ottimizzare il processo di accelerazione di ioni. Da una analisi parametrica, dove abbiamo variato la densità di preplasma, la sua lunghezza e la lunghezza della rampa, abbiamo concluso che la presenza di preplasma, se il bersaglio non è così sottile da venire distrutto dal preimpulso, migliora gli spettri energetici degli ioni accelerati. Abbiamo inoltre confrontato gli spettri energetici di protoni accelerati, in assenza di preplasma, per incidenza normale ed a 45 gradi dell'impulso constatando una maggiore efficienza di conversione dell'energia in ioni accelerati nella seconda configurazione. Evidenziamo infine che la scelta dei parametri variati nello scan non ci ha permesso di "isolare" i picchi di energia massima che vengono a trovarsi sul bordo del grafico. In lavori futuri si potrebbe estendere l'indagine per completare l'analisi in questo senso.

Bibliografia

- [1] R. J. Goldston and P. H. Rutherford. *Introduction to Plasma Physics*. Introduction to Plasma Physics. Taylor & Francis, 2010.
- [2] C. Chiuderi and M. Velli. *Fisica del Plasma: Fondamenti e applicazioni Astrofisiche*. UNITEXT. Springer, 2012.
- [3] G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov. Optics in the relativistic regime. *Rev. Mod. Phys.*, 78:309–371, Apr 2006.
- [4] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 55:447–449, October 1985.
- [5] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. Imperial College Press, 2005.
- [6] C. Benedetti, A. Sgattoni, G. Turchetti, and P. Londrillo. ALaDyn: A high-accuracy PIC code for the Maxwell-Vlasov equations. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 36(4):1790–1798, aug. 2008.
- [7] P. Londrillo, C. Benedetti, A. Sgattoni, and G. Turchetti. Charge preserving high order PIC schemes. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 620(1):28–35, 2010.
- [8] V. I. Veksler. Coherent principle of acceleration of charged particles. In *CERN Symposium on High-energy Accelerators and Pion Physics, v.1 HEACC*, pages 80–83, jun 1956.
- [9] K. Zeil, S. D. Kraft, S. Bock, M. Bussmann, T. E. Cowan, T. Kluge, J. Metzkes, T. Richter, R. Sauerbrey, and U. Schramm. The scaling of proton ener-

- gies in ultrashort pulse laser plasma acceleration. *New Journal of Physics*, 12(4):045015, 2010.
- [10] K. Zeil, J. Metzkes, T. Kluge, M. Bussmann, T. E. Cowan, S. D. Kraft, R. Sauerbrey, and U. Schramm. Direct observation of prompt pre-thermal laser ion sheath acceleration. *Nature Communications*, 3:874, jun 2012.
- [11] D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C.-G. Wahlström, and P. McKenna. Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses. *Applied Physics Letters*, 89(2), 2006.
- [12] I. W. Choi, I. J. Kim, K. H. Pae, K. H. Nam, C.-L. Lee, H. Yun, H. T. Kim, S. K. Lee, T. J. Yu, J. H. Sung, A. S. Pirozhkov, K. Ogura, S. Orimo, H. Daido, and J. Lee. Simultaneous generation of ions and high-order harmonics from thin conjugated polymer foil irradiated with ultrahigh contrast laser. *Applied Physics Letters*, 99(18), 2011.
- [13] D. Margarone, O. Klimo, I. J. Kim, J. Prokúpek, J. Limpouch, T. M. Jeong, T. Mocek, J. Pšikal, H. T. Kim, J. Proška, K. H. Nam, L. Štolcová, I. W. Choi, S. K. Lee, J. H. Sung, T. J. Yu, and G. Korn. Laser-driven proton acceleration enhancement by nanostructured foils. *Phys. Rev. Lett.*, 109:234801, Dec 2012.
- [14] K. Ogura, M. Nishiuchi, A. S. Pirozhkov, T. Tanimoto, A. Sagisaka, T. Zh. Esirkepov, M. Kando, T. Shizuma, T. Hayakawa, H. Kiriya, T. Shimomura, S. Kondo, S. Kanazawa, Y. Nakai, H. Sasao, F. Sasao, Y. Fukuda, H. Sakaki, M. Kanasaki, A. Yogo, S. V. Bulanov, P. R. Bolton, and K. Kondo. Proton acceleration to 40 MeV using a high intensity, high contrast optical parametric chirped-pulse amplification/Ti:Sapphire hybrid laser system. *Opt. Lett.*, 37(14):2868–2870, Jul 2012.
- [15] F. Dollar, C. Zwick, T. Matsuoka, C. McGuffey, S. S. Bulanov, V. Chvykov, J. Davis, G. Kalinchenko, G. M. Petrov, L. Willingale, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, A. G. R. Thomas, and K. Krushelnick. High contrast ion acceleration at intensities exceeding 10^{21} wcm⁻². *Physics of Plasmas (1994-present)*, 20(5), 2013.
- [16] A. Macchi, T. V. Liseikina, S. Tuveri, and S. Veghini. Theory and simulation of ion acceleration with circularly polarized laser pulses. *Comptes Rendus Physique*, 10(2–3):207 – 215, 2009. Laser acceleration of particles in plasma - Accélération laser de particules dans les plasmas.
- [17] L. O. Silva, M. Marti, J. R. Davies, R. A. Fonseca, C. Ren, F. S. Tsung, and W. B. Mori. Proton shock acceleration in laser-plasma interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 92:015002, Jan 2004.

- [18] M. S. Wei, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, B. Walton, A. Gopal, M. Tatarakis, A. E. Dangor, E. L. Clark, R. G. Evans, S. Fritzler, R. J. Clarke, C. Hernandez-Gomez, D. Neely, W. Mori, M. Tzoufras, and K. Krushelnick. Ion acceleration by collisionless shocks in high-intensity-laser-underdense-plasma interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 93:155003, Oct 2004.
- [19] A. V. Kuznetsov, T. Zh. Esirkepov, F. F. Kamenets, and S. V. Bulanov. Efficiency of ion acceleration by a relativistically strong laser pulse in an underdense plasma. *Plasma Physics Reports*, 27(3):211–220, 2001.
- [20] G. A. Askar’yan, S. V. Bulanov, F. Pegoraro, and A. M. Pukhov. Magnetic interaction of self-focusing channels and fluxes of electromagnetic radiation: their coalescence, the accumulation of energy, and the effect of external magnetic fields on them. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 60:251, August 1994.
- [21] G. Mourou, Z. Chang, A. Maksimchuk, J. Nees, S. V. Bulanov, V. Yu. Bychenkov, T. Zh. Esirkepov, N. M. Naumova, F. Pegoraro, and H. Ruhl. On the design of experiments for the study of relativistic nonlinear optics in the limit of single-cycle pulse duration and single-wavelength spot size. *Plasma Physics Reports*, 28(1):12–27, 2002.
- [22] S. V. Bulanov, M. Lontano, T. Zh. Esirkepov, F. Pegoraro, and A. M. Pukhov. Electron vortices produced by ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 76:3562–3565, May 1996.
- [23] T. Nakamura, S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, and M. Kando. High-energy ions from near-critical density plasmas via magnetic vortex acceleration. *Phys. Rev. Lett.*, 105:135002, Sep 2010.
- [24] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, K. J. Bowers, K. A. Flippo, T. J. T. Kwan, and J. C. Fernández. Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 14(5), 2007.
- [25] M. Roth, I. Alber, V. Bagnoud, C. R. D. Brown, R. Clarke, H. Daido, J. Fernandez, K. Flippo, S. Gaillard, C. Gauthier, M. Geissel, S. Glenzer, G. Gregori, M. Günther, K. Harres, R. Heathcote, A. Kritcher, N. Kugland, S. Lepape, B. Li, M. Makita, J. Mithen, C. Niemann, F. Nürnberg, D. Offermann, A. Otten, A. Pelka, D. Riley, G. Schaumann, M. Schollmeier, J. Schütrumpf, M. Tampo, and A. Tauschwitz. Proton acceleration experiments and warm

- dense matter research using high power lasers. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(12):124039, 2009.
- [26] D. Jung. *Ion acceleration from relativistic laser nano-target interaction*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, Fakultät für Physik, 2012.
- [27] I. Last, I. Schek, and J. Jortner. Energetics and dynamics of coulomb explosion of highly charged clusters. *The Journal of Chemical Physics*, 107(17):6685–6692, 1997.
- [28] T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, M. B. Mason, N. Hay, R. A. Smith, J. Marangos, and M. H. R. Hutchinson. High-energy ions produced in explosions of superheated atomic clusters. *Nature*, 386:54–56, March 1997.
- [29] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffett, H. Ruhl, J. Schreiber, R. K. Schulze, and J. C. Fernandez. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams. *Nature*, 439(7075), 2006.
- [30] B. J. Albright, L. Yin, B. M. Hegelich, Kevin J. Bowers, T. J. T. Kwan, and J. C. Fernández. Theory of laser acceleration of light-ion beams from interaction of ultrahigh-intensity lasers with layered targets. *Phys. Rev. Lett.*, 97:115002, Sep 2006.
- [31] P. Mora. Plasma expansion into a vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 90:185002, May 2003.
- [32] M. Nishiuchi, A. Fukumi, H. Daido, Z. Li, A. Sagisaka, K. Ogura, S. Orimo, M. Kado, Y. Hayashi, M. Mori, S.V. Bulanov, T. Esirkepov, K. Nemoto, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, A. Noda, Y. Iwashita, T. Shirai, and S. Nakamura. The laser proton acceleration in the strong charge separation regime. *Physics Letters A*, 357(4-5):339–344, 2006.
- [33] M. Passoni, V. T. Tikhonchuk, M. Lontano, and V. Yu. Bychenkov. Charge separation effects in solid targets and ion acceleration with a two-temperature electron distribution. *Phys. Rev. E*, 69:026411, Feb 2004.
- [34] A. P. L. Robinson, A. R. Bell, and R. J. Kingham. Effect of target composition on proton energy spectra in ultraintense laser-solid interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 96:035005, Jan 2006.
- [35] J. E. Crow, P. L. Auer, and J. E. Allen. The expansion of a plasma into a vacuum. *Journal of Plasma Physics*, 14:65–76, 8 1975.

- [36] M. Passoni and M. Lontano. One-dimensional model of the electrostatic ion acceleration in the ultraintense laser-solid interaction. *Laser and Particle Beams*, 22(02):163–169, 2004.
- [37] M. Lontano and M. Passoni. Electrostatic field distribution at the sharp interface between high density matter and vacuum. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 13(4), 2006.
- [38] M. Passoni and M. Lontano. Theory of light-ion acceleration driven by a strong charge separation. *Phys. Rev. Lett.*, 101:115001, Sep 2008.
- [39] S. Kar, K. Markey, P. T. Simpson, C. Bellei, J. S. Green, S. R. Nagel, S. Kneip, D. C. Carroll, B. Dromey, L. Willingale, E. L. Clark, P. McKenna, Z. Najmudin, K. Krushelnick, P. Norreys, R. J. Clarke, D. Neely, M. Borghesi, and M. Zepf. Dynamic control of laser-produced proton beams. *Phys. Rev. Lett.*, 100:105004, Mar 2008.
- [40] K. Quinn, P. A. Wilson, C. A. Cecchetti, B. Ramakrishna, L. Romagnani, G. Sarri, L. Lancia, J. Fuchs, A. Pipahl, T. Toncian, O. Willi, R. J. Clarke, D. Neely, M. Notley, P. Gallegos, D. C. Carroll, M. N. Quinn, X. H. Yuan, P. McKenna, T. V. Liseykina, A. Macchi, and M. Borghesi. Laser-driven ultrafast field propagation on solid surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 102:194801, May 2009.
- [41] V. T. Tikhonchuk. Interaction of a beam of fast electrons with solids. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 9(4):1416–1421, 2002.
- [42] A. Macchi, F. Cattani, T. V. Liseykina, and F. Cornolti. Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 94:165003, Apr 2005.
- [43] G. Turchetti, A. Sgattoni, C. Benedetti, P. Londrillo, and L. Di Lucchio. Comparison of scaling laws with PIC simulations for proton acceleration with long wavelength pulses. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 620(1):51 – 55, 2010. COULOMB09 Ions Acceleration with high Power Lasers: Physics and Applications.
- [44] A. Macchi, S. Veghini, and F. Pegoraro. “Light Sail” acceleration reexamined. *Phys. Rev. Lett.*, 103:085003, Aug 2009.
- [45] S. Sinigardi. *Laser driven proton acceleration and beam shaping*. PhD thesis, University of Bologna, 2014.

- [46] T. Zh. Esirkepov, J. K. Koga, A. Sunahara, T. Morita, M. Nishikino, K. Kageyama, H. Nagatomo, K. Nishihara, A. Sagisaka, H. Kotaki, T. Nakamura, Y. Fukuda, H. Okada, A. S. Pirozhkov, A. Yogo, M. Nishiuchi, H. Kiriyaama, K. Kondo, M. Kando, and S. V. Bulanov. Prepulse and amplified spontaneous emission effects on the interaction of a petawatt class laser with thin solid targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 745:150 – 163, 2014.
- [47] A. Sgattoni, T. Ceccotti, V. Floquet, A. Bigongiari, M. Raynaud, C. Riconda, F. Baffigi, L. Labate, L. A. Gizzi, L. Vassura, J. Fuchs, O. Klimo, M. Kveton, F. Novotny, M. Possolt, J. Prokupek, J. Proska, J. Psikal, L. Stolcova, A. Velyhan, M. Bougeard, P. Martin, I. Prencipe, A. Zani, D. Dellesega, A. Macchi, and M. Passoni. Laser plasma proton acceleration experiments using foam-covered and grating targets, 2013.