

Università degli Studi di Pisa

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche

Anno Accademico 2007 - 2008

Tesi di Laurea Specialistica

Generazione e rivelazione di strutture
elettromagnetiche lentamente variabili
in interazione laser-plasma

Candidato

Alessandra Bigongiari

Relatore

Dott. Andrea Macchi

Indice

1	Modellizzazione dell'interazione laser plasma	7
1.1	La forza ponderomotiva	7
1.2	Effetti relativistici	10
1.3	Il <i>self-focusing</i> in regime relativistico	12
1.3.1	Anisotropia del <i>self-focusing</i>	16
1.4	Stimulated Raman Scattering e Automodulazione dell'intensità di un impulso	17
1.5	Elettroni veloci e instabilità correlate	19
1.6	Strutture coerenti e (post-)solitoni	20
1.7	Il codice PIC	23
2	Simulazione dell'interazione laser-plasma	28
2.1	Descrizione generale	28
2.2	Simulazioni con polarizzazione "s"	31
2.2.1	Principali fenomeni osservati	31
2.2.2	Effetti della dinamica degli ioni	35
2.2.3	Strutture coerenti	44
2.2.4	Simulazione con impulso di durata maggiore	49
2.3	Simulazioni con polarizzazione "p"	54
2.3.1	Formazione e rottura del canale	54
2.3.2	Asimmetria nella formazione di canali secondari	55
2.3.3	Cavità e strutture regolari	57
3	Diagnostica dell'interazione laser plasma	59
3.1	Produzione e caratteristiche del fascio di protoni	59
3.1.1	Accelerazione di ioni	60
3.1.2	Caratteristiche del fascio di protoni	61
3.2	La tecnica "proton probing"	62

3.3	Principio del “proton probing”	65
3.4	Risoluzione e sensibilità del “proton probing”	67
3.5	Risultati sperimentali	68
3.6	Simulazioni di “particle tracing”	71
	3.6.1 Il canale ionico con campo radiale	73
	3.6.2 L’inversione del campo nel canale	75
3.7	Strutture coerenti nel canale	77

Introduzione

Lo studio della propagazione di un impulso laser in un plasma è di grande interesse per la comprensione di una varietà di fenomeni non lineari, in particolare la generazione di campi elettromagnetici lentamente variabili, i cui meccanismi non sono ancora del tutto chiari. Lo sviluppo di nuove tecniche di diagnostica ha rappresentato una svolta fondamentale per l'interpretazione di molti processi che inizialmente era possibile indagare solo per via numerica, fornendo informazioni dirette sui campi presenti durante l'interazione.

In questo lavoro di tesi sono analizzati alcuni risultati di recenti esperimenti condotti al Rutherford Appleton Laboratory (Chilton, UK) in cui viene sfruttata la tecnica "proton probing" per studiare l'interazione di un fascio laser ad alta intensità ($\sim 10^{19} W cm^{-2}$) con un plasma a bassa densità. La tecnica si basa sull'utilizzo, come sonda dei campi elettrici e magnetici lentamente variabili generati nel plasma, di fasci di protoni (accelerati da un secondo impulso laser) aventi alto grado di laminarità ed una energia di alcune decine di MeV. Questi infatti sono sensibili ai campi elettrici e magnetici e dalle immagini prodotte sul rivelatore (film radiocromico) è possibile avere informazioni sulla struttura e l'intensità dei campi presenti nella regione che viene attraversata dal fascio.

L'analisi è stata fatta attraverso il confronto dei dati sperimentali con quelli di simulazioni "particle-in-cell" (PIC) in due dimensioni (2D), che riproducono l'evoluzione dell'impulso nel plasma, ottenute per un range di parametri vicino a quelli che caratterizzano gli esperimenti. Attraverso simulazioni "particle-tracing" si ricostruiscono poi le immagini sperimentali, seguendo la deflessione dei protoni in campi elettromagnetici la cui geometria e intensità è basata sulle simulazioni PIC.

La riduzione ad una geometria 2D delle simulazioni PIC è stata necessaria in quanto una simulazione 3D avrebbe richiesto risorse computazionali eccessive rispetto agli standard attuali e quindi la riduzione delle scale

spazio-temporali e della risoluzione numerica, con il risultato di diminuirne la rilevanza ai fini di un successivo paragone con gli esperimenti. Per poter dedurre la struttura 3D dei campi generati nel regime esaminato sono stati presi in esame i due casi possibili di polarizzazione lineare in 2D, ovvero polarizzazione s e p , dove il campo elettrico dell'impulso laser è rispettivamente nella direzione perpendicolare e parallela al piano della simulazione.

Dalla comparazione delle simulazioni 2D con quelle 3D che troviamo in letteratura, effettuate per regimi diversi, vediamo che le simulazioni 2D per le polarizzazioni s e p mostrano caratteristiche analoghe a quanto si osserva per le proiezioni nei piani s e p corrispondenti, nel caso 3D. In particolare si registra una anisotropia della dinamica dell'impulso tra i due piani ed una asimmetria rispetto all'asse di propagazione che è maggiore per la polarizzazione p .

Questo rende più difficile ricostruire la topologia 3D dei campi che devono essere inseriti nelle simulazioni “particle-tracing”, i cui risultati devono essere considerati con la cautela dettata da questa limitazione. Tuttavia l'apparente dominanza del campo magnetico nel produrre la deflessione dei protoni può aiutare nella ricostruzione, dato che la chiusura delle linee di campo pone dei limiti nella scelta delle possibili configurazioni.

In generale l'attenzione è stata focalizzata sulle simulazioni con polarizzazione s in quanto nell'esperimento il fascio-sonda era diretto lungo l'asse della polarizzazione, risultando sensibile principalmente ai gradienti dei campi nella direzione ad esso perpendicolare.

Le simulazioni PIC ed i dati sperimentali mostrano la formazione di un canale all'interno del plasma, che si genera per l'azione congiunta della pressione di radiazione dell'impulso e di effetti relativistici (*self-channeling*), a cui sono associati campi elettrici e magnetici quasi statici. In particolare alcune caratteristiche osservate nelle immagini sperimentali sembrano indicare la presenza di un campo magnetico azimutale attorno all'asse del canale, che focalizza i protoni in direzione dell'asse stesso, producendo una linea scura su un lato dell'immagine. Questo è presente anche nelle simulazioni dalle quali vediamo che può essere fatto risalire alle correnti che si creano nel plasma in conseguenza dell'accelerazione degli elettroni da parte dell'impulso laser.

Negli esperimenti vengono osservate anche strutture regolari che evolvono su tempi molto lunghi rispetto alle scale tipiche della dinamica del plasma, dall'aspetto di “bolle” all'interno del canale. Queste possono essere fatte risalire a strutture di campo che si osservano nelle simulazioni 2D. Le simulazioni “particle-tracing” mostrano infatti che configurazioni di campo 3D costruite

a partire da quelle presenti nelle simulazioni PIC producono immagini simili a quelle sperimentali.

Dai risultati delle simulazioni 2D vediamo che queste strutture possono essere descritte come cavità nel plasma al cui interno sono presenti campi elettromagnetici che oscillano a bassa frequenza, la cui geometria è simile a quella che si avrebbe per un modo TM all'ordine più basso in una cavità cilindrica. Strutture con queste caratteristiche (generalmente indicate come “post-solitoni”) sono state sinora indagate principalmente a livello teorico e numerico ma raramente sono state osservate negli esperimenti.

Inoltre in corrispondenza delle cavità si osservano vortici magnetici, la cui origine può essere fatta risalire ad instabilità legate alle correnti che si generano durante l'interazione laser-plasma. La presenza dei vortici quindi mostra come alcune strutture rivelino un'inedita natura “ibrida”, in cui convivono processi di diversa natura.

Lo studio quindi fornisce esempi di generazione di strutture elettromagnetiche lentamente variabili in interazione laser-plasma, ed l'accordo che riscontriamo tra dati sperimentali e simulazioni mostra come il “proton-imaging” possa rappresentare uno strumento di diagnostica appropriato per indagarne la dinamica.

Questo lavoro è stato svolto in collaborazione con il gruppo di Marco Borghesi, alla Queen's University di Belfast (UK), che ha condotto gli esperimenti che abbiamo analizzato e parte dei risultati sono stati presentati recentemente in conferenze [1] e pubblicazioni [2].

Capitolo 1

Modellizzazione dell'interazione laser plasma

1.1 La forza ponderomotiva

Per introdurre il concetto di forza ponderomotiva associata ad un impulso laser che si propaga all'interno di un plasma, consideriamo inizialmente il moto di una particella in un campo EM, descritto dalla legge oraria $\mathbf{x} = \mathbf{x}(t)$:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e \left[\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \right] \quad (1.1)$$

$$\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}, \quad \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}. \quad (1.2)$$

dove $\gamma = \sqrt{1 + p^2/m^2c^2}$.

Se supponiamo di avere un campo elettromagnetico che oscilla ad una frequenza principale ω e che questo sia caratterizzato da una variazione temporale dell'ampiezza di oscillazione "lenta" rispetto a $T = 2\pi/\omega$ e da una variazione spaziale anch'essa "lenta" rispetto a $\lambda = cT$, possiamo quindi scrivere con generalità

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) \equiv \text{Re} \left[\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, t) e^{-i\omega t} \right] = \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, t) e^{-i\omega t} + \text{c.c.}, \quad (1.3)$$

dove l'ampiezza complessa $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, t)$ contiene tutta la dipendenza spaziale e varia lentamente rispetto al tempo.

L'idea è di scomporre il moto della carica in una parte lenta $\mathbf{x}_s(t)$ ed una oscillante $\mathbf{x}_q(t)$ nel modo seguente :

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}_s(t) + \mathbf{x}_q(t), \quad \mathbf{x}_q(t) = \text{Re} [\tilde{\mathbf{x}}_q(\mathbf{x}, t)e^{-i\omega t}] \quad (1.4)$$

cosicchè $\mathbf{x}_s(t)$ descriva la deriva “lenta” della particella nei campi, ovvero il moto del suo centro di oscillazione, mentre $\mathbf{x}_q(t)$ descriverà il moto di oscillazione (“quiver”) attorno a tale centro. Quando la separazione delle due scale temporali è possibile, vediamo che il moto del centro di oscillazione può essere descritto definendo una “forza” efficace lentamente variabile, nota come forza ponderomotiva.

Per semplicità presentiamo una derivazione non-relativistica e perturbativa, valida quindi per valori sufficientemente piccoli dei campi. In questo limite, e supponendo che all'ordine più basso $\mathbf{x}_s(t)$ sia “costante” su un periodo di oscillazione, possiamo scrivere

$$m \frac{d\mathbf{v}_q}{dt} \simeq -e\mathbf{E}(\mathbf{x}_s, t), \quad \frac{d\mathbf{x}_q}{dt} = \mathbf{v}_q, \quad (1.5)$$

da cui usando la notazione complessa ricaviamo facilmente per le ampiezze

$$\tilde{\mathbf{v}}_q = \frac{iq}{m\omega} \tilde{\mathbf{E}}_s, \quad \tilde{\mathbf{x}}_q = -\frac{q}{m\omega^2} \tilde{\mathbf{E}}_s, \quad (1.6)$$

dove per brevità $\tilde{\mathbf{E}}_s \equiv \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}_s, t)$.

Per ottenere l'equazione del moto per $\mathbf{x}_s(t)$ ricaviamo adesso i termini del secondo ordine che hanno media non nulla su un periodo. Sviluppando il campo elettrico rispetto al centro di oscillazione

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{x}_s + \mathbf{x}_q, t) \simeq \mathbf{E}(\mathbf{x}_s, t) + \mathbf{x}_q \cdot \nabla \mathbf{E}(\mathbf{x}_s, t), \quad (1.7)$$

e considerando che il termine magnetico della forza dà un contributo al secondo ordine otteniamo

$$m \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} \simeq q \left\langle \mathbf{x}_q(t) \cdot \nabla \mathbf{E}(\mathbf{x}_s, t) + \frac{\mathbf{v}_q(t)}{c} \times \mathbf{B}(\mathbf{x}_s, t) \right\rangle \quad (1.8)$$

$$= \frac{1}{2} \text{Re} \left[\tilde{\mathbf{x}}_q \cdot \nabla \tilde{\mathbf{E}}_s^* + \frac{\tilde{\mathbf{v}}_q}{c} \times \tilde{\mathbf{B}}_s^* \right]. \quad (1.9)$$

dove abbiamo supposto che il campo magnetico $\mathbf{B}(\mathbf{x}_s, t)$ abbia una forma analoga a quella del campo elettrico. Applicando l'equazione $c\nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}$ al campo $\mathbf{B}(\mathbf{x}_s, t)$ e sostituendo le espressioni di $\tilde{\mathbf{v}}_q$ e $\tilde{\mathbf{x}}_q$ ottenute al primo ordine possiamo riscrivere la (1.8) come

$$m \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = -\frac{q^2}{2m\omega^2} \text{Re} \left[\tilde{\mathbf{E}}_s \cdot \nabla \tilde{\mathbf{E}}_s^* + \tilde{\mathbf{E}}_s \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_s^* \right]. \quad (1.10)$$

Espandendo i prodotti vettoriali vediamo che il termine in parentesi diventa

$$\tilde{\mathbf{E}}_s \cdot \nabla \tilde{\mathbf{E}}_s^* + \tilde{\mathbf{E}}_s \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_s^* = \frac{1}{2} \nabla \tilde{\mathbf{E}}_s \cdot \tilde{\mathbf{E}}_s^* = \frac{1}{2} \nabla |\tilde{\mathbf{E}}_s|^2. \quad (1.11)$$

per cui dall'equazione del moto al secondo ordine otteniamo infine l'espressione per la forza ponderomotiva

$$m \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = -\frac{q^2}{4m\omega^2} \nabla |\tilde{\mathbf{E}}_s|^2 \equiv \mathbf{F}_p. \quad (1.12)$$

Ricordiamo che abbiamo utilizzato la notazione complessa per l'espressione dei campi oscillanti e che la media sul periodo di oscillazione di una forma quadratica è data da

$$\langle AB \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\tilde{A}\tilde{B}^*), \quad (1.13)$$

quindi l'ampiezza quadratica media del campo elettrico *reale* $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ sarà $\langle \mathbf{E}^2 \rangle = |\tilde{\mathbf{E}}_s|^2/2$, per cui possiamo riscrivere la 1.12 come

$$\mathbf{F}_p = -\frac{q^2}{2m\omega^2} \nabla \langle \mathbf{E}^2 \rangle. \quad (1.14)$$

L'espressione relativisticamente corretta per un'onda elettromagnetica nel vuoto, alla quale la formula precedente si riduce nel caso non relativistico è [3]

$$\mathbf{f}_p = -c^2 \nabla m_{eff} = -mc^2 \nabla \left(1 + \frac{q^2}{\alpha m^2 c^2} |\tilde{\mathbf{A}}|^2 \right)^{1/2}, \quad (1.15)$$

dove $\tilde{\mathbf{A}} = \tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{x}, t)$ è l'ampiezza lentamente variabile del potenziale vettore $\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \text{Re}(\tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{x}, t)e^{-i\omega t} + \text{c.c.})$, e $\alpha = 1$ o 2 per polarizzazione circolare

o lineare, rispettivamente. La quantità m_{eff} ha il significato di una massa efficace del centro di oscillazione, che nel caso relativistico rende conto dell'inerzia associata al moto ad alta frequenza. A causa di questo effetto l'equazione del moto del centro di oscillazione in regime relativistico ha la forma

$$\frac{d(m_{eff}\mathbf{v}_s)}{dt} = -c^2\nabla m_{eff}. \quad (1.16)$$

Il concetto di forza ponderomotiva è molto utile per la descrizione dei fenomeni idrodinamici dovuti all'interazione laser-plasma, tuttavia è necessario ricordare che questa descrizione è valida solo nel caso in cui la variazione temporale del profilo dei campi elettromagnetici sia lenta rispetto al periodo del laser, permettendo di definire un centro di oscillazione.

1.2 Effetti relativistici

La propagazione di un impulso laser in un plasma può essere modificata in conseguenza di effetti relativistici, legati al moto di “quiver” degli elettroni.

Il passaggio al regime relativistico avviene quando il momento p_q associato alle oscillazioni di un elettrone nella direzione del campo elettromagnetico si avvicina a $m_e c$. Questo può essere espresso in termini del parametro adimensionale a_0 , per un campo elettrico di ampiezza E_0 e frequenza ω , richiedendo

$$a_0 = \frac{p_q}{m_e c} = \frac{eE_0}{m_e c \omega} > 1. \quad (1.17)$$

In questo regime, nel moto di una particella in un campo EM dobbiamo tenere conto sia dell'equazione relativistica del moto sia del termine magnetico della forza di Lorentz.

A titolo di esempio (questo sarà utile per discutere in seguito gli effetti sulle proprietà ottiche del plasma) consideriamo il caso del moto di un elettrone in un'onda piana trasversale nel vuoto (che si propaga lungo la direzione x), descritta dal potenziale vettore

$$\mathbf{A}(x, t) \equiv \text{Re} \left[\mathbf{e} \tilde{A}(x, t) e^{-i\omega t} \right] \quad (1.18)$$

dove \mathbf{e} è il vettore di polarizzazione dato da

$$\mathbf{e} = \begin{cases} \mathbf{e}_y & \text{per polarizzazione lineare,} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_y + i\mathbf{e}_z) & \text{per polarizzazione circolare.} \end{cases} \quad (1.19)$$

Per un'onda piana l'invarianza per traslazioni lungo il piano trasversale all'asse x porta alla conservazione del momento canonico

$$\mathbf{\Pi} \equiv \left(\mathbf{p}_\perp - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right). \quad (1.20)$$

Esiste inoltre un secondo invariante scalare

$$I \equiv mc\gamma - p_x, \quad (1.21)$$

dove $\gamma = \sqrt{1 + \mathbf{p}^2/m_e^2 c^2}$ è il fattore relativistico dell'elettrone e $\mathbf{p}^2 = p_x^2 + \mathbf{p}_\perp^2$.

Il fatto che entrambi gli invarianti siano costanti nel tempo può essere verificato utilizzando le equazioni del moto. Il significato di I è chiaro in virtù delle leggi di conservazione del campo elettromagnetico: supponiamo infatti che $I = 0$, che descrive il caso in cui l'elettrone è inizialmente fermo e il campo non è ancora presente: se a un tempo successivo l'elettrone assorbe dall'onda piana una energia $U = m\gamma c^2$, allora questo deve aver assorbito anche una quantità di moto $p_x = U/c$.

Assumendo $\mathbf{\Pi} = 0$, nel sistema di riferimento in cui $\langle p_x \rangle = 0$ (cioè l'elettrone non ha un moto netto di deriva lungo x) è possibile determinare il valor medio sul periodo di γ dal valore di I :

$$\langle \gamma \rangle = \sqrt{1 + \langle \mathbf{a}_L^2 \rangle}, \quad (1.22)$$

dove $\mathbf{a}_L = e\mathbf{A}/m_e c$.

In particolare nel caso di polarizzazione circolare si ha che \mathbf{a}_L^2 è costante, ossia la media dell'ampiezza del campo è indipendente dal tempo (come si può intuire dal fatto che il vettore campo "ruota" di moto circolare uniforme nel piano trasversale), quindi il fattore relativistico è costante nel tempo, ossia $\langle \gamma \rangle = \gamma$. Questo consente di arrivare rapidamente all'espressione "relativistica" dell'indice di rifrazione, infatti dalla relazione

$$\mathbf{J} = -en_e \mathbf{v} = -en_e \frac{\mathbf{p}}{m_e \gamma}, \quad (1.23)$$

che lega tra la densità di corrente elettronica e la quantità di moto dell'elettrone segue che per polarizzazione circolare \mathbf{J} , pur dipendendo dal campo in maniera nonlineare, possiede solamente la frequenza di \mathbf{p} , ovvero quella dell'impulso laser.

Inoltre vediamo che la sola differenza che si riscontra rispetto al caso non relativistico è che la massa dell'elettrone è moltiplicata per il fattore costante γ : quindi, il risultato non relativistico può essere generalizzato facilmente

$$\eta = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \gamma}\right)^{1/2}. \quad (1.24)$$

Tuttavia questo risultato va considerato con la cautela dovuta al concetto generale di indice di rifrazione nonlineare: la derivazione è basata infatti su un'onda piana e in regime stazionario, ma nel caso di un impulso laser, avente un profilo limitato nello spazio e nel tempo, la dipendenza della velocità di fase e di gruppo dall'ampiezza darà luogo inevitabilmente a effetti non banali di dispersione e automodulazione.

Nel caso di polarizzazione lineare, invece, γ non è costante e lo spettro della corrente contiene tutte le armoniche superiori della frequenza principale. Si può tuttavia mostrare che la propagazione di quest'ultima componente può ancora essere descritta, nei limiti di cui sopra, attraverso un indice di rifrazione

$$\eta = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \langle \gamma \rangle}\right)^{1/2} \quad (1.25)$$

in cui è stata utilizzato il valore medio di γ sul periodo.

Questo porta ad una dipendenza dell'indice di η dalla polarizzazione, infatti per quanto visto sopra, troviamo

$$\langle \gamma \rangle = \begin{cases} \sqrt{1 + |\mathbf{a}_L|^2/2} & \text{per polarizzazione lineare,} \\ \gamma = \sqrt{1 + |\mathbf{a}_L|^2} & \text{per polarizzazione circolare.} \end{cases} \quad (1.26)$$

1.3 Il *self-focusing* in regime relativistico

L'autofocalizzazione è un processo ottico non lineare che si verifica in conseguenza delle variazioni dell'indice di rifrazione in materiali esposti ad una intensa radiazione elettromagnetica. Un mezzo in cui l'indice di rifrazione cresce con l'intensità della radiazione agisce come una lente per un'onda elettromagnetica caratterizzata da un gradiente di intensità radiale, come accade nel caso di un impulso laser. La larghezza del fascio continua a ridursi, con un conseguente aumento dell'intensità, durante la propagazione, finchè non entrano in gioco effetti defocalizzanti o si danneggia il mezzo stesso. Nell'interazione laser-plasma in regime relativistico questo fenomeno può essere

dovuto all'aumento relativistico della massa degli elettroni e alla distribuzione della densità del plasma che viene modificata sotto l'azione della forza ponderomotiva (sec.1.1).

Una stima approssimata degli effetti di del *self-focusing* può essere ottenuta con un modello semplificato, che utilizza argomentazioni di ottica geometrica.

Consideriamo un impulso laser di lunghezza d'onda λ e vettore d'onda k , con un profilo radiale del tipo $a(r) = a_0 \exp(-r^2/2r_0^2)$, focalizzato in modo da avere sezione trasversale del "waist" (per le considerazioni che seguono r_0 indica il "raggio dello spot focale") r_0 all'interno di una regione di plasma uniforme e sottodenso.

In assenza di effetti non lineari il fascio sarebbe diffratto con un angolo di divergenza

$$\theta_d = \frac{r_0}{Z_R} = \frac{1}{kr_0} \quad (1.27)$$

dove Z_R è la lunghezza di Rayleigh (metà del parametro confocale), che qui è definita da

$$Z_R = \frac{2\pi r_0^2}{\lambda}. \quad (1.28)$$

Tuttavia ad alte intensità la relazione di dispersione dell'onda viene alterata a causa degli effetti relativistici di cui abbiamo parlato in sec.1.2 e si ha

$$\omega = c^2 k^2 + \omega_p^2 / \gamma \quad (1.29)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e \gamma} \quad (1.30)$$

dove m_e ed n_e sono rispettivamente la densità e la massa a riposo dell'elettrone.

Per quanto detto in sec.1.2 fattore relativistico γ è legato al profilo dell'impulso dalla relazione $\gamma = [1 + a^2(r)/2]^{1/2}$ e l'indice di rifrazione locale può essere scritto come

$$\eta(r) = \frac{ck}{\omega} = \left\{ 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 [1 + a^2(r)/2]^{1/2}} \right\}^{1/2}. \quad (1.31)$$

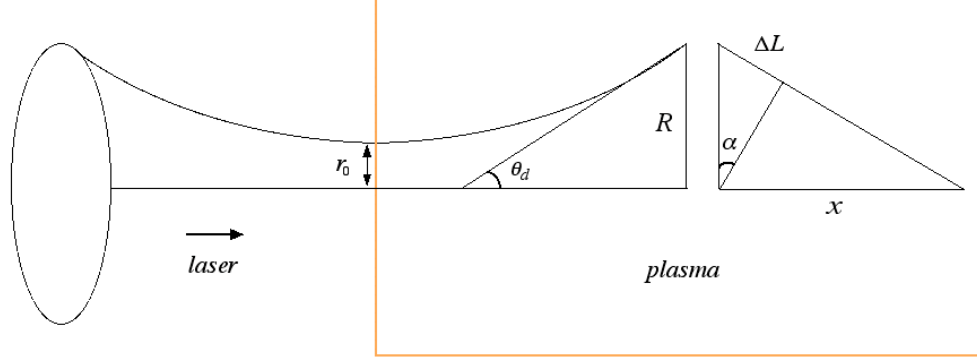


Figura 1.1: Schema geometrico per la focalizzazione di un impulso laser nel plasma.

Quindi per il profilo radiale che abbiamo assunto si avrebbe un indice di rifrazione con il massimo in corrispondenza dell'asse di propagazione ($d\eta/dr < 0$) e questo in ottica corrisponde ad una lente focalizzante.

La velocità di fase v_{ph} dei fronti d'onda che passano attraverso il mezzo focalizzante descritto dalla eq.1.31 può essere approssimata nelle zone lontane dall'asse come

$$\frac{v_{ph}(r)}{c} = \frac{1}{\eta} \simeq 1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \left(1 - \frac{a^2(r)}{4}\right) \quad (1.32)$$

per cui sarà minore nelle zone più vicine all'asse e si avrà una differenza di cammino

$$\Delta L = |\Delta v_{ph}|t. \quad (1.33)$$

Quindi possiamo ricavare il massimo angolo α di focalizzazione, essendo

$$\Delta L_{max} = \left| \frac{\Delta v_{ph}}{c} \right|_{max} x = \alpha R \quad (1.34)$$

dove R è il raggio effettivo dell'impulso prima di subire gli effetti della focalizzazione e x è la distanza percorsa dall'impulso (fig.1.1), troviamo

$$\alpha = \sqrt{\frac{a_0^2 \omega_p^2}{8\omega^2}} \quad (1.35)$$

L'allargamento del fascio dovuto alla diffrazione sarà cancellato dal *self-focusing* quando $\theta_d = \alpha$, per cui mettendo in relazione le equazioni (1.35) e (1.27) troviamo la condizione il confinamento del fascio

$$a_0^2 \frac{\omega_p^2 r_0^2}{c^2} \geq 8. \quad (1.36)$$

Questa rappresenta anche una soglia per la potenza dell'impulso per la quale si può osservare l'autofocalizzazione, infatti la potenza del laser è legata all'ampiezza E_0 del campo elettrico dalla relazione

$$P_L = \pi r_0^2 \frac{c E_0^2}{4\pi} \quad (1.37)$$

dove $E_0 = \frac{a_0 m_e \omega c}{e}$. Quindi la (1.36) può essere riscritta come

$$\pi r_0^2 \frac{c E_0^2}{4\pi} \left(\frac{\omega^2}{\omega_p^2} \right) \geq \frac{2 m_e^2 c^5}{e^2} \quad (1.38)$$

che corrisponde a

$$P_L \gtrsim \left(\frac{\omega^2}{\omega_p^2} \right) 17 GW. \quad (1.39)$$

Questo valore è circa lo stesso che troviamo in letteratura, per derivazioni più rigorose [5,6], e corrisponde alla potenza per cui la diffrazione e la focalizzazione si compensano e l'impulso risulta "autoguidato"; sopra questa soglia invece il fascio tenderebbe ad autofocalizzarsi, mentre al di sotto prevengono gli effetti diffrattivi.

L'indice di rifrazione inoltre può essere modificato anche in seguito alla creazione di perturbazioni nella densità nel plasma, come avviene ad esempio durante la propagazione di un impulso, come conseguenza dell'azione della forza ponderomotiva radiale

$$F_r = -m_e c^2 \frac{\partial}{\partial r} \sqrt{1 + a^2(r)}, \quad (1.40)$$

che allontana gli elettroni dall'asse creando una dipendenza della densità dalla coordinata radiale. Dalle eq.(1.29) e (1.24) vediamo infatti che l'indice di $\eta(r)$ è maggiore nelle zone più svuotate, contribuendo così ad una ulteriore focalizzazione. L'impulso quindi viene guidato in conseguenza dei gradienti δn che esso stesso ha generato, rimanendo confinato all'interno del canale di

bassa densità che si è venuto a formare e questo processo prende il nome di *self-channeling*. La relazione per la differenza nella velocità di fase tra due punti r_1 ed r_2 , nel limite di basse densità di plasma in questo caso diventa

$$\frac{\Delta v_{ph}(r)}{c} = \frac{\omega_{p0}^2}{2\omega^2} \left(\frac{n_e(r_2) - n_e(r_1)}{n_{e0}} \right) \quad (1.41)$$

dove ω_{p0} ed n_0 sono rispettivamente la densità e la frequenza di plasma imperturbate, prima che si creino i gradienti.

1.3.1 Anisotropia del *self-focusing*

Nella descrizione dei meccanismi alla base dell' autofocalizzazione e del *self-channeling* che abbiamo dato fino a questo momento, gli effetti sia ponderomotivi che relativistici sono isotropi e la polarizzazione dell'impulso laser non gioca alcun ruolo; per un impulso gaussiano o comunque avente inizialmente una distribuzione di intensità a simmetria cilindrica rispetto all'asse di propagazione, ci si aspetta che tale simmetria sia mantenuta nell'evoluzione dell'impulso. Inoltre se si osserva la distribuzione dell'intensità dei campi nel piano perpendicolare alla polarizzazione dell'impulso (s) o in quello parallelo (p) non ci si attendono differenze.

In realtà, simulazioni 3D dell'evoluzione di un impulso laser superintenso con polarizzazione lineare in un plasma riportati in letteratura [20, 21] riscontrano effetti di anisotropia e dipendenza dalla polarizzazione in questi processi: l'evoluzione dell'impulso proiettato nel piano s della simulazione presenta una maggiore simmetria rispetto all'asse di propagazione rispetto a quanto si osserva per la proiezione nel piano p .

Questo significa che questi fenomeni hanno una natura piuttosto complessa e in generale non è possibile effettuare una descrizione basata sulla sola dinamica lentamente variabile. L'evoluzione di un impulso laser di alta intensità in un plasma richiede quindi in generale una descrizione tridimensionale. Tuttavia dal confronto tra simulazioni 3D e simulazioni 2D cartesiane si ottiene che i risultati di queste ultime sono comunque simili a ciò che si osserva nei piani s o p , a seconda della polarizzazione scelta, nelle simulazioni 3D [fig.1.2]. Questa osservazione, seppur limitata ai pochi casi disponibili in letteratura, è importante per discutere la validità di risultati di simulazioni 2D in quanto, il più delle volte, le grandi richieste di memoria necessarie fanno sì che solo queste ultime risultino fattibili.

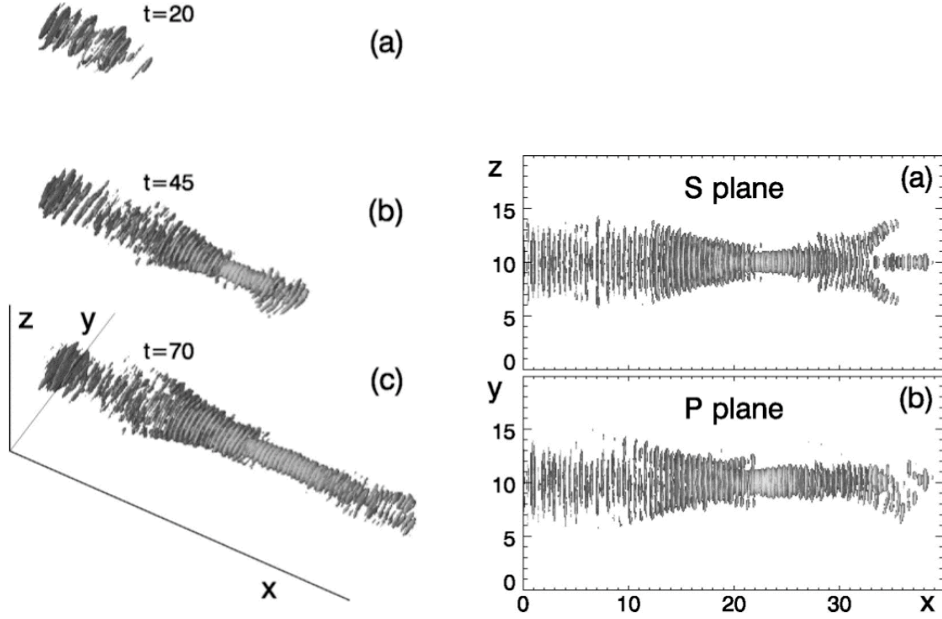


Figura 1.2: **Simulazione 3D [21]. A sinistra**) Visione tridimensionale della isosuperficie della densità di energia elettromagnetica di un impulso polarizzato linearmente per $t = 20\lambda/c$ (a), $t = 45\lambda/c$ (b), $t = 70\lambda/c$ (c). **A destra**) Proiezione della isosuperficie della densità di energia elettromagnetica nel piano s (a) e nel piano p (b) per $t = 60\lambda/c$. I parametri della simulazione sono $a_0 = 3$, $r_0 = 12\lambda$, $n_e = 0.36n_c$.

1.4 Stimulated Raman Scattering e Automodulazione dell'intensità di un impulso

In un plasma possono in generale propagarsi diversi tipi di onde. In una trattazione nonlineare, queste onde risultano accoppiate fra loro e possono verificarsi processi in cui un'onda di grande ampiezza (tipicamente l'onda elettromagnetica associata all'impulso laser in questo contesto) 'decade' in due o più onde. Questi processi prendono il nome di instabilità parametriche e tra i vari casi possibili, quello più rilevante nel nostro caso, come vedremo in seguito, è l'instabilità Raman.

L'instabilità Raman rappresenta all'ordine più basso il decadimento di

un'onda elettromagnetica, di frequenza e vettore d'onda (ω, \mathbf{k}) , in un'onda di plasma (ω_0, \mathbf{k}_p) e una seconda onda elettromagnetica $(\omega_s = \omega - \omega_0, \mathbf{k} - \mathbf{k}_0)$.

Per il *Backward Raman Scattering* (BRS), l'onda elettromagnetica che si genera, viene emessa nella direzione opposta a quella di propagazione della radiazione incidente ed è associata, per basse intensità ($a_0 \gtrsim 1$, dove a_0 è l'ampiezza adimensionale definita in eq. (1.17)) ad un'onda di plasma di frequenza e vettore d'onda $(\omega_0 \simeq \omega_p, \mathbf{k}_0 \simeq 2\mathbf{k})$.

La teoria quasilineare mostra che nella fase iniziale l'ampiezza dell'onda cresce con legge esponenziale, della forma $\sim e^{\Gamma t}$ ed il tasso di crescita standard [8] che si ricava nel limite $a_0 \ll 1$ per $\omega_p \ll \omega$ è

$$\Gamma_{BRS} = \frac{a_0}{2} (\omega_p \omega)^{1/2} \quad (1.42)$$

Da questa relazione vediamo che questo fenomeno è più forte nelle zone più dense del plasma e cresce con l'intensità dell'impulso, tuttavia poiché l'onda riflessa deve avere frequenza $\omega_s \geq \omega_p$, questo processo richiede che la densità elettronica n del plasma sia inferiore a $n_c/4$, dove

$$n_c = \frac{m_e \omega_p^2}{4\pi e^2} \quad (1.43)$$

è la densità critica del plasma.

Nel caso di *Forward Raman Scattering* (FRS), invece l'onda elettromagnetica viene emessa nella direzione di propagazione dell'impulso. Per questo processo sono stati osservati diversi regimi [10, 11, 15]. nel caso sia presente solo il modo con $\omega_s = \omega - \omega_p$ (decadimento a 3 onde) troviamo

$$\Gamma_{FRS} = a_0 \left(\frac{\omega_p^3}{\omega} \right)^{1/2}. \quad (1.44)$$

Nel caso in cui siano presenti entrambi i modi $\omega_s = \omega \pm \omega_p$ per le frequenze delle onde elettromagnetiche generate (decadimento a 4 onde), troviamo che il tasso di crescita [4, 10] è dato dalla relazione

$$\Gamma_{FRS} = \frac{a_0 \omega_p^2}{2\sqrt{2}\omega}, \quad (1.45)$$

In entrambi i casi vediamo che anche il FRS ha una dipendenza dalla densità di plasma e che questa risulta più importante rispetto al *BRS*, con le condizioni di soglia viste in precedenza per il modo $\omega_s = \omega - \omega_p$.

Il meccanismo fisico che genera questo fenomeno può essere compreso seguendo una descrizione 1D [10]. Consideriamo un impulso laser lungo ($\tau_L > 2\pi/\omega_p$) che si propaga in presenza di un'onda di plasma inizialmente di piccola ampiezza : questa può essere eccitata inizialmente dalla forza ponderomotiva [7], che crea una modulazione periodica δn nella densità di plasma della forma $\delta n = \delta n_0 \sin k_p \zeta$, con $\zeta = z - ct$ e $\delta n_0 > 0$. La modulazione porta ad una variazione dell'indice di rifrazione, quindi nelle regioni in cui $\delta n/\delta r > 0$ la radiazione viene focalizzata mentre nelle regioni in cui $\delta n/\delta r < 0$ si ha una maggiore diffrazione. Vediamo infatti che la velocità di gruppo locale, per $\omega \ll \omega_p$, è data dalla relazione

$$v_g/c \simeq 1 - \omega_p^2(\zeta)/2\omega^2 \quad (1.46)$$

quindi diminuisce dove $\delta n > 0$ e aumenta dove $\delta n < 0$. Questo effetto tende a modulare l'intensità dell'impulso laser, in modo che ci sia uno sfasamento di $\pi/2$ tra la modulazione dell'ampiezza $a = a_0 + \delta a$ del laser e quella della densità di plasma, ovvero si ha $\delta a = \delta a_0 \cos k_p \zeta$. La modulazione nell'intensità a sua volta si riflette sulla densità e quindi dà luogo ad una instabilità. Inoltre se l'intensità dell'impulso è tale da superare la soglia per avere un modo autoguidato, la radiazione rimane confinata all'interno del canale, ed il profilo dell'impulso viene fortemente modificato dalle variazioni δn , formando una serie di "rigonfiamenti" periodici di dimensioni dell'ordine di $\lambda_p/2$. Questo fenomeno prende il nome di *automodulazione* del profilo dell'impulso.

1.5 Elettroni veloci e instabilità correlate

Nell'interazione laser-plasma ad alte intensità ($a_0 > 1$) un fenomeno che viene osservato tipicamente è la generazione di fasci di elettroni relativistici nella direzione di propagazione dell'impulso. Questi possono essere accelerati da diversi meccanismi : uno di questi sono le onde di plasma che possono generarsi e crescere in ampiezza ad esempio per instabilità di tipo Raman, come abbiamo visto nella sezione precedente.

Un altro meccanismo studiato recentemente, lega l'accelerazione degli elettroni al canale che si forma nel plasma in corrispondenza del passaggio dell'impulso laser. Durante questo processo infatti si osserva la generazione di campi elettrici e magnetici statici in cui l'elettrone può compiere oscillazioni di betatrone nella direzione trasversale. Se la frequenza di oscillazione si

avvicina a quella del laser, come può accadere nel caso di regimi relativistici, si verifica una risonanza, per cui si può avere un passaggio di energia dal laser agli elettroni. Dalle simulazioni [25] risulta che questi hanno uno spettro che può essere approssimato da un'esponenziale di Boltzmann, con una temperatura effettiva che dipende dall'intensità dell'impulso e dalla lunghezza del canale, che limita la distanza sulla quale gli elettroni possono guadagnare energia. Questo meccanismo di accelerazione è importante quando la potenza dell'impulso supera la soglia dell'autofocalizzazione ed è uno dei più efficienti per l'assorbimento di energia nel canale, convertendone fino al 30 – 40% [26] in elettroni accelerati.

I fasci che vengono generati quindi producono correnti che possono essere così intense da richiedere l'essenza di correnti di ritorno, che permettono la propagazione del fascio elettronico. Ricordiamo infatti che esiste un limite, il limite di Alfvén [14] per la corrente associata al fascio elettronico in condizioni di neutralità di carica

$$J_A = \frac{v}{c} \gamma \frac{mc^3}{e} \simeq 17 \frac{v}{c} \gamma \text{ kA} \quad (1.47)$$

sopra il quale gli effetti del campo magnetico autogenerato sono così forti che le particelle tendono ad invertire il loro moto.

Quindi il trasporto degli elettroni veloci richiede la presenza di fasci contropropaganti, che possano compensare localmente le correnti da essi generate. La presenza contemporanea di questi due fasci in direzione opposta rappresenta una condizione favorevole per lo sviluppo di instabilità legate all'anisotropia della funzione di distribuzione. Un esempio è l'instabilità di filamentazione (o “Weibel”), legata alla repulsione tra correnti contropropaganti [12, 13, 30]. Possiamo anche pensare a instabilità di tipo Kelvin-Helmholtz che si instaura in conseguenza di gradienti di velocità e densità [32].

1.6 Strutture coerenti e (post-)solitoni

Una caratteristica interessante, che viene spesso osservata nelle simulazioni di interazione laser-plasma è la possibilità di generare strutture coerenti, ossia localizzate ed con una vita media lunga rispetto alle scale tipiche della dinamica del plasma.

Un esempio di tali strutture sono vortici magnetici, ovvero vortici della corrente elettronica al centro dei quali viene generato un intenso campo magnetico. Questi sono stati osservati ad esempio nelle simulazioni condotte da

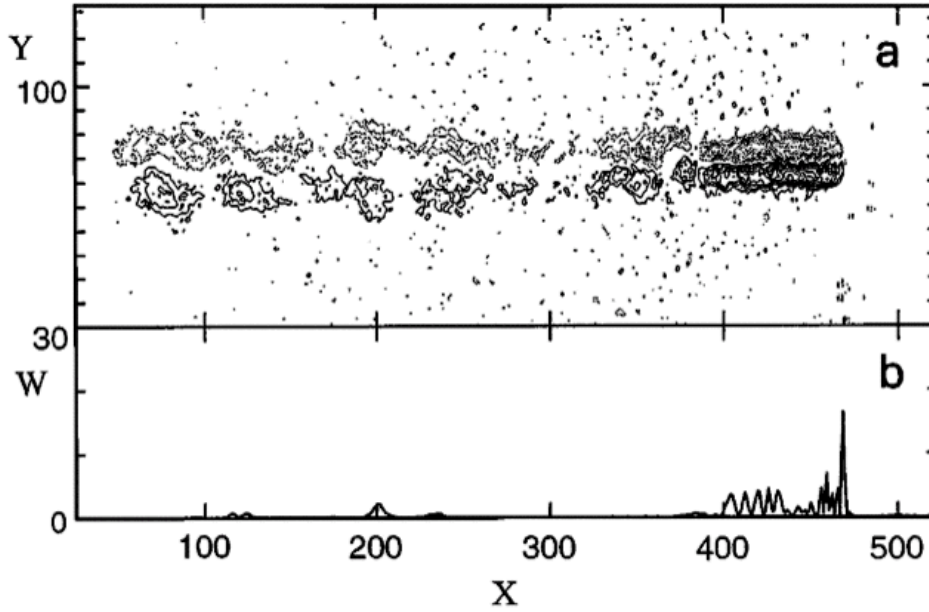


Figura 1.3: Vortici antisimmetrici osservati nelle simulazioni condotte da Bulanov et al. [16]. **a)** Distribuzione del campo magnetico quasi statico B_z , le linee tratteggiate (continua) corrisponde a valori positivi (negativi). **b)** Densità di energia sull'asse dell'impulso. Le lunghezze sono espresse in unità di $2\pi/\lambda$ e il campo magnetico in unità di $m_e\omega c/e$ (dove λ e ω sono la lunghezza d'onda e la frequenza associate all'impulso).

Bulanov et al. [12, 16], per un impulso “corto” ($\tau_L < 2\pi/\omega_p$), per cui il moto degli ioni veniva trascurato. In questo caso si assisteva alla formazione di una fila di vortici antisimmetrici, la cui formazione poteva essere fatta risalire ad una instabilità di filamentazione delle correnti.

Da un punto di vista intuitivo si può pensare alla generazione di vortici come ad un modo in cui il sistema cerca di ridurre l'anisotropia originaria e a ristabilire un'equipartizione dell'energia convertendone parte nei gradi di libertà trasversali rispetto alle correnti originarie e parte nel campo magnetico che viene generato.

Un altro tipo di struttura elettromagnetica frequentemente osservato nelle simulazioni sono i cosiddetti “(post-)solitoni”. Queste sono strutture caratterizzate, nel primo stadio di evoluzione, da uno svuotamento locale nella

densità elettronica, tale da intrappolare al suo interno la radiazione elettromagnetica a bassa frequenza $\omega < \omega_p$. La pressione di radiazione associata ai campi nella cavità bilancia il campo elettrostatico che si crea per la separazione di carica fino a che anche gli ioni vengono accelerati e il (post-)solitone si espande radialmente, con un campo ambipolare localizzato sulle superfici (ossia diretto verso il centro della cavità sulla superficie interna e nel verso opposto su quella esterna).

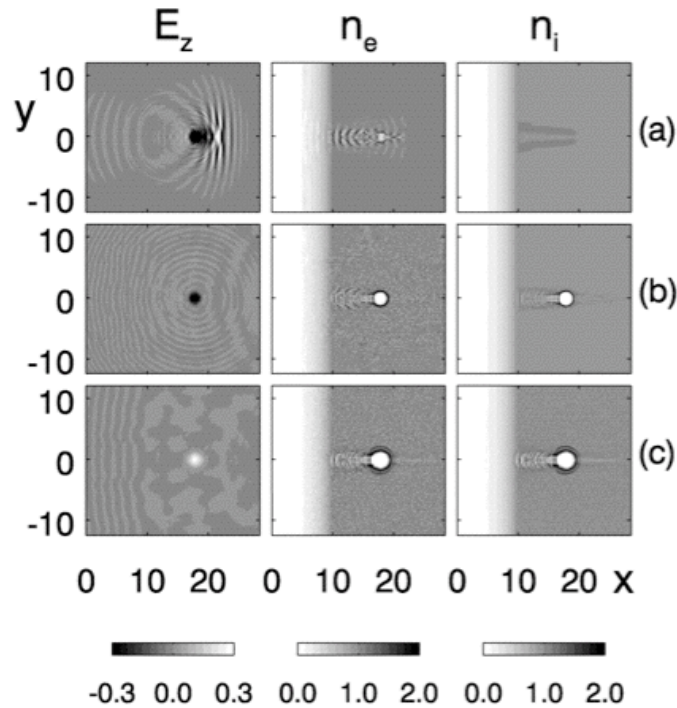


Figura 1.4: “Post-solitoni” osservati nelle simulazioni condotte da Naumova et al. [17]. Sono mostrati il campo elettrico oscillante E_z all’interno della struttura, la densità elettronica n_e e ionica n_i per tempi differenti dell’interazione **a)** $t = 30\lambda/c$, **b)** $t = 70\lambda/c$, **c)** $t = 120\lambda/c$. Le lunghezze sono espresse in unità di λ e il campo in unità di $m_e\omega c/e$ (dove λ e ω sono la lunghezza d’onda e la frequenza associate all’impulso).

Il nome “(post-)solitoni” deriva dagli autori che li hanno descritti teoricamente [17,18], per evidenziare che quanto veniva osservato poteva rappresen-

tare l'ultimo stadio di evoluzione di una struttura elettromagnetica solitaria. Tuttavia in generale il termine *solitone* si riferisce ad un'onda solitaria propagante, con proprietà specifiche come il bilanciamento degli effetti dispersivi e di quelli non lineari, per cui in seguito opteremo anche per il termine “cavitone”, che descrive meglio questo tipo di struttura, data la somiglianza della geometria dei campi con quella di una microcavità risonante.

1.7 Il codice PIC

Per comprendere i processi legati all'interazione laser plasma sono utilizzati codici per la simulazione numerica della dinamica collettiva delle particelle che lo compongono.

Lo scopo è quello di risolvere l'equazione di Boltzmann per la funzione di distribuzione $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}_\alpha, t)$ di ogni specie $\alpha = e, i$ (elettroni e ioni)

$$\left[\partial_t + \mathbf{v}_\alpha \partial_{\mathbf{x}} - q_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_\alpha}{c} \times \mathbf{B} \right) \partial_{\mathbf{p}_\alpha} \right] f_\alpha = (\partial_t f_\alpha)_{(coll)} \quad (1.48)$$

dove $\mathbf{v}_\alpha = \frac{\mathbf{p}_\alpha}{m_\alpha} \left(1 + \frac{\mathbf{p}_\alpha^2}{m_\alpha^2 c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}$, accoppiata con le equazioni di Maxwell per i campi elettromagnetici. Il termine “collisionale” $(\partial_t f_\alpha)_{(coll)}$ comprende tutti gli effetti come le collisioni coulombiane o i processi di ionizzazione che non possono essere inclusi nella funzione Hamiltoniana e quando questo può essere trascurato, la (1.48) si riduce alla relazione nota come equazione di Vlasov. In questo lavoro tutti i regimi di interazione laser-plasma in cui siamo interessati saranno considerati non collisionali e quindi la loro modellizzazione numerica sarà basata sull'equazione di Vlasov.

L'accoppiamento con le equazioni di Maxwell avviene calcolando la densità di carica ρ e la corrente \mathbf{j} dalla funzione di distribuzione

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int d\mathbf{v}_{\alpha} f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{p}_{\alpha}, t), \\ \mathbf{j} &= \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int \mathbf{v}_{\alpha} d\mathbf{v}_{\alpha} f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{p}_{\alpha}, t). \end{aligned} \quad (1.49)$$

dove q_α è la carica relativa alla specie α .

Questo sistema di equazioni autoconsistenti può essere risolto numericamente come un problema ai valori iniziali con le opportune condizioni al contorno.

Il metodo utilizzato nei codici di tipo *Particle-In-Cell* (PIC) per la simulazione numerica della dinamica collettiva del plasma consiste nella risoluzione numerica della equazione di Vlasov con un approccio “Lagrangiano”. Lo spazio delle fasi viene diviso in piccoli domini che si muovono nel tempo lungo le traiettorie delle singole particelle determinate dai campi autoconsistenti. Ne deriva una descrizione discreta del plasma, come un insieme di macro-particelle di estensione finita, che obbediscono ad una equazione del moto individuale. Se scriviamo l’equazione di Vlasov nello spazio delle fasi come

$$(\partial_t + \dot{q}\partial_q + \dot{p}\partial_p) f(q, p, t) = 0 \quad (1.50)$$

$$\dot{q} = \frac{p}{m} \quad , \quad \dot{p} = F(q, p, t) \quad (1.51)$$

dove q e p rappresentano generici vettori nello spazio delle fasi ed $F(q, p, t)$, come vedremo sarà la forza di Lorentz, vediamo che l’approccio adottato consiste nell’assumere una rappresentazione discreta della funzione di distribuzione $f(q, p, t)$ nel modo seguente

$$f(q, p, t) = f_0 \sum_{n=0}^{N_p-1} g[q - q_n(t)] \delta[p - p_n(t)] \quad (1.52)$$

La funzione g è una funzione analitica generica, le cui caratteristiche verranno illustrate in seguito, δ rappresenta la funzione di Dirac mentre f_0 è una costante di normalizzazione.

Inserendo la (1.52) nella (1.50) otteniamo la seguente relazione

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{N_p-1} -\dot{q}_n g'[q - q_n(t)] \delta[p - p_n(t)] - \dot{p}_n g[q - q_n(t)] \delta'[p - p_n(t)] \\ & + \frac{p_n}{m} g'[q - q_n(t)] \delta[p - p_n(t)] + F(q, p_n(t), t) g[q - q_n(t)] \delta'[p - p_n(t)] = 0 \end{aligned} \quad (1.53)$$

quindi integrando in dp si ottiene

$$\sum_{n=0}^{N_p-1} \left(-\dot{q}_n(t) + \frac{p_n(t)}{m} \right) g'[q - q_n(t)] = 0 \quad (1.54)$$

che indipendentemente dalla forma della funzione g' fornisce la relazione

$$\dot{q}_n(t) = \frac{p_n(t)}{m} \quad (1.55)$$

Nel calcolo abbiamo utilizzato le proprietà delle funzioni δ e di δ'

$$\int \delta(q - \bar{q}) dq = 1 \quad (1.56)$$

$$\int \delta'(q - \bar{q}) dq = 0 \quad (1.57)$$

Se assumiamo che per la funzione g valgano le stesse proprietà, integrando la (1.53) in dq troviamo

$$\sum_{n=0}^{N_p-1} \left[-\dot{p}_n(t) + \bar{F}_n \right] \delta' [p - p_n(t)], \quad (1.58)$$

$$\bar{F}_n(q_n(t), p_n(t), t) = \int g[q - q_n(t)] F(q, p_n, t) dq \quad (1.59)$$

da cui si ottiene la relazione per le variabili dei momenti

$$\dot{p}_n(t) = \bar{F}_n(q_n(t), p_n(t), t). \quad (1.60)$$

Quindi il problema di cercare la funzione di distribuzione f si riduce a $2N_p$ equazioni del moto, (1.55) e (1.60), che descrivono il moto di N_p particelle computazionali. Ad ogni particella è associato un singolo valore $p_n(t)$ del momento ma sono in generale “estese” nello spazio delle coordinate, con una forma che viene data dalla funzione $g[q - q_n(t)]$, centrata sulla posizione media q_n . La quantità \bar{F}_n invece è la forza mediata nello spazio della forza $F(q, p_n, t)$, che in questo caso rappresenta la forza di Lorentz sulle particelle nel plasma

$$\mathbf{F} = q_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_\alpha}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (1.61)$$

dove q_α e \mathbf{v}_α sono la carica e la velocità per la particella della specie $\alpha = e, i$ (elettroni e ioni), come per la relazione (1.48)

Adesso le (1.49) diventano

$$\begin{aligned}\rho(x, t) &= f_0 \sum_{\alpha, n} q_\alpha g(x - x_n(t)), \\ \mathbf{j}(x, t) &= f_0 \sum_{\alpha, n} \mathbf{v}_n q_\alpha g(x - x_n(t))\end{aligned}\tag{1.62}$$

dove abbiamo utilizzato x per indicare la coordinata spaziale, per non confonderla con la carica q_α). Una volta che le sorgenti sono note, si cerca una soluzione numerica delle equazioni di Maxwell per trovare i campi elettromagnetici. Per fare questo i campi elettromagnetici e le correnti sono definiti nei punti di una griglia spaziale, che divide in “celle” la zona da simulare, e sono calcolati in base alla distribuzione di particelle che abbiamo visto. Ad ogni frazione temporale (“time step”) Δt viene calcolata la forza di Lorentz relativa alla posizione di ogni macroparticella attraverso una interpolazione spaziale tra i punti della griglia mentre il momento e la posizione delle particelle vengono fatti avanzare nel tempo. Le correnti e le densità di carica sono poi calcolate per la nuova posizione delle particelle ed utilizzate nelle equazioni di Maxwell per ricavare i campi elettromagnetici, che vengono riutilizzati per far procedere il ciclo computazionale.

La distanza Δx tra i punti della griglia varia a seconda delle richieste fisiche e numeriche legate alla situazione che si intende simulare. Nelle simulazioni che saranno presentate nel prossimo capitolo si vuole analizzare l’interazione di un impulso laser con un plasma sottodenso, quindi si richiede di risolvere la lunghezza d’onda λ del laser : per fare questo è necessario avere per lo meno $\Delta x \leq \lambda/8$. Questo in $3D$ significherebbe che la griglia dovrebbe avere un numero di punti N_G pari al volume della zona da simulare, diviso $\lambda/8$, quindi ad esempio, per una scatola di volume $10\lambda \times 10\lambda \times 10\lambda$ si avrebbero 5.12×10^5 punti.

La scelta del “time step” Δt invece è condizionata dalla risoluzione spaziale che si è scelto : in ogni caso si richiede che valga $c\Delta t \leq \Delta x$ (condizione di Courant), tuttavia per garantire la stabilità degli schemi numerici utilizzati per il calcolo dei campi possono essere necessarie condizioni più restrittive. Quindi se si intende analizzare processi che si verificano con tempi di scala di centinaia di periodi laser ($T = \lambda/c$), con la risoluzione spaziale vista in precedenza, sono necessari migliaia di cicli computazionali.

L’accuratezza di questo metodo inoltre aumenta con la densità delle macroparticelle utilizzate, ossia il numero N_p di particelle per cella : infatti se

ci troviamo nella regione più densa del plasma, con densità n_0 , la densità minore che possiamo risolvere sarà data da n_0/N_P . Se pensiamo che nel caso del codice PIC 2D che abbiamo utilizzato nelle simulazioni del capitolo che segue, ad ogni particella sono associate 8 variabili con doppia precisione, (di cui due per la posizione, tre per l'impulso, una per la densità di carica e due che conservano la memoria della posizione occupata nel passo temporale precedente) si può avere un'idea delle richieste di memoria necessarie per realizzare questo tipo di simulazioni.

Questo spesso porta alla necessità di ridurre la dimensionalità del problema (1D, 2D) o cercare un compromesso nella scelta dei parametri da utilizzare, in modo da venire incontro alle possibilità reali dei mezzi a disposizione. Allo stesso tempo il codice viene “parallelizzato”, ossia la regione da simulare viene divisa in una partizione di domini, ognuno dei quali è gestito da un processore. Questi si scambiano ad ogni “time-step” i dati sui campi al bordo del dominio e sulle particelle che passano da una partizione all'altra, svolgendo parallelamente una parte del lavoro di calcolo, in modo da ridurre i tempi complessivi del processo.

Capitolo 2

Simulazione dell'interazione laser-plasma

2.1 Descrizione generale

Le simulazioni che saranno presentate nei seguenti capitoli riproducono l'interazione di un impulso laser con un plasma sottodenso utilizzando un codice di tipo “particle-in-cell” PIC bidimensionale, con geometria cartesiana. Queste simulazioni sono orientate a riprodurre (entro i limiti dell'approssimazione numerica e delle risorse di calcolo a disposizione) i risultati sperimentali del capitolo successivo. In particolare le scale spaziali e temporali sono state scelte il più possibile simili a quelle dell'esperimento.

La riduzione in 2D permette di seguire l'evoluzione dei campi e delle correnti all'interno del plasma su scale spaziali e temporali relativamente lunghe e contemporaneamente di avere una alta risoluzione riducendo le richieste di memoria, che sarebbero eccessive per il caso 3D.

Per avere una idea di questo problema basti pensare che per eseguire la simulazione che sarà analizzata in sec.2.2 sono stati utilizzati 6500 punti lungo x e 1200 lungo y , con 16 particelle per cella per ogni specie (ioni ed elettroni). Il numero di punti è dato dal rapporto tra le dimensioni della “scatola” della simulazione, ovvero della regione d'interazione laser-plasma oggetto d'indagine, e la scala spazio-temporale più piccola da risolvere (che in questo caso è il periodo del laser ovvero la lunghezza d'onda).

Questo corrisponde ad una richiesta di memoria complessiva per la gestione dei dati di circa 35 GB che viene distribuita su 60 processori (si utilizza un

codice parallelizzato come descritto in sec.1.7) che seguono l'evoluzione dell'impulso nel plasma per un periodo di circa 850 periodi del laser, impiegando circa 20 ore di calcolo (1200 ore totali di CPU).

La propagazione dell'impulso laser avviene lungo l'asse x del piano xy della simulazione e il profilo di densità del plasma cresce linearmente lungo l'asse di propagazione, da $n = 0$ in $x = 25\lambda$ fino al valore massimo $n_0 = 0.1n_c$ in $x = 425\lambda$, dove n_c è la densità critica, e poi rimane uniforme .

La scelta di questo particolare profilo è stata fatta in vista di un successivo confronto con i dati sperimentali che saranno presentati in cap.3 : come possiamo vedere in fig.3.5, la densità del plasma prima dell'arrivo dell'impulso cresce approssimativamente in modo lineare per circa 400λ (la lunghezza d'onda del laser nell'esperimento era $\lambda \simeq 1\mu m$) fino ad un valore che è circa 1/10 della densità critica e poi rimane costante.

L'ampiezza massima del campo associato all'impulso è espressa dal parametro adimensionale $a_0 = eE_0/m_e\omega c = 2.7$ che definisce la massima ampiezza dei campi ed è legata all'intensità I del laser dalla relazione

$$a_0 = 0.85(I\lambda^2/10^{18} \text{ W cm}^{-2}\mu\text{m}^2)^{1/2} \quad (2.1)$$

La lunghezza d'onda λ del laser può essere fissata arbitrariamente e definisce l'unità in cui sono espresse le lunghezze, la densità, i tempi e i campi delle simulazioni.

Il profilo è di tipo gaussiano per le due simulazioni con impulso di durata $\sim 0.5ps$ (sec. 2.2 e 2.3) e \cos^2 per quella con impulso di $\sim 1ps$ (sec.2.2.4), ed è descritto dai parametri r_0 e r_L che ne definiscono rispettivamente la larghezza e la durata, secondo le relazioni

$$a_L(x, y, t) = a_0 e^{[-(y-y_0)^2/2r_0^2]} e^{[-(x-x_0-ct)^2/2r_L^2]} \quad (2.2)$$

per il profilo gaussiano e

$$a_L(x, y, t) = a_0 e^{[-(y-y_0)^2/2r_0^2]} \cos^2 [\pi (x - x_0 - ct) / 5r_L] \quad (2.3)$$

per quello di tipo "cos²" dove $a_L(x, y, t)$ definisce l'involuppo dei campi in unità adimensionali. I parametri x_0 e y_0 indicano la posizione dell'impulso per $t = 0$, quando non ha ancora raggiunto la regione in cui si trova il plasma.

In Fig.2.1 è possibile vedere uno schema della simulazione.

L'output delle simulazioni è costituito dalle distribuzioni bidimensionali del campo elettrico e magnetico e delle densità di carica e corrente e dallo spazio delle fasi delle particelle. La frequenza di salvataggio dell'output

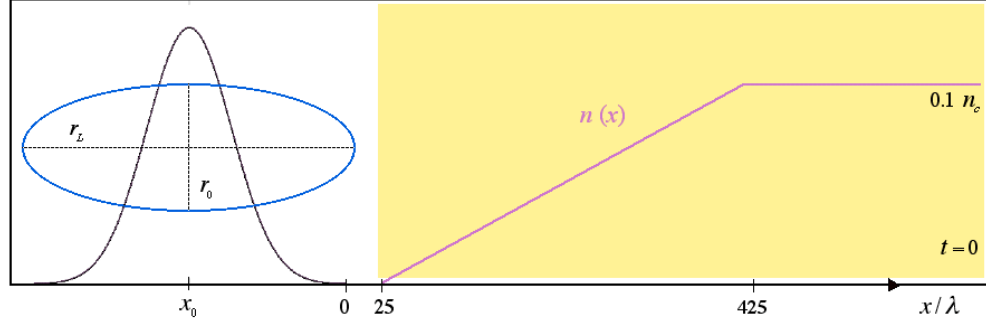


Figura 2.1: Schema per la disposizione dell'impulso e del plasma nelle simulazioni : l'impulso si propaga nel vuoto da $x = 0$ fino al preplasma ($x = 25\lambda$) dove la densità cresce linearmente fino a $x = 425\lambda/c$. r_0 e r_L definiscono il raggio trasverso e longitudinale del profilo.

è il risultato di un compromesso tra il tempo di calcolo a disposizione (le operazioni di scrittura dei dati su disco sono relativamente lente e causano un'occupazione molto rilevante dello spazio disco) e la necessità di risolvere la dinamica dei fenomeni osservati. A questo fine è possibile far ripartire la simulazione da un salvataggio intermedio dei dati per poter ottenere un'output più frequente in un dato intervallo temporale.

Una diagnostica addizionale consente l'analisi spettrale dei campi. In un insieme di punti assegnati è possibile salvare i campi per ogni istante temporale e quindi analizzarli successivamente mediante trasformata di Fourier. Questa diagnostica è risultata molto utile per caratterizzare strutture "coerenti" osservate nelle simulazioni, che saranno descritte in seguito.

Nei dati che verranno presentati in seguito le lunghezze saranno espresse in unità di λ , i tempi in unità di $T_L = \lambda/c = 2\pi/\omega$, i campi in unità di $E_0 = m_e\omega c/e$ e le densità in unità di $n_c = m_e\omega^2/4\pi e^2$. Per $\lambda = 1\mu\text{m}$, $E_0 = 3.213 \times 10^{10}\text{V cm}^{-1} = 107.1\text{MGauss}$ e $n_c = 1.11 \times 10^{21}\text{cm}^{-3}$.

La risoluzione spaziale è $\Delta x = \Delta y = \lambda/10$ e sono state utilizzate 16 particelle per cella , sia per gli ioni che per gli elettroni .

Nella prima simulazione che analizzeremo l'impulso laser ha una durata pari a $150\lambda/c$, che corrisponde, per $\lambda = 1\mu\text{m}$, a 0.5ps , ed ha polarizzazione s , cioè con il campo E_z perpendicolare al piano della simulazione. I risultati di questa simulazione verranno poi confrontati con una simulazione con impulso della stessa durata ma polarizzazione p , cioè parallela al piano della

simulazione, ed infine con una simulazione con impulso lungo $300\lambda/c \approx 1\text{ps}$, e polarizzazione s .

La scelta della polarizzazione dell'impulso gioca un ruolo importante in quanto, come sarà mostrato dal confronto, diversi fenomeni risultano sensibili alla scelta della polarizzazione. In generale quindi in un caso "realistico" 3D questo dà luogo ad effetti di anisotropia, cioè le distribuzioni dei campi risultano diverse tra "piano s " e "piano p ". I pochi risultati di simulazioni 3D riportati in letteratura indicano che ciò che si osserva in simulazioni 2D è comunque simile al piano della corrispondente polarizzazione per simulazioni 3D.

Noi esamineremo in particolare il caso di polarizzazione s in quanto di più immediato interesse per confrontare i risultati delle simulazioni PIC 2D con i dati degli esperimenti di diagnostica dei campi, effettuati utilizzando la tecnica "proton imaging" (che verrà presentata nel prossimo capitolo). Negli esperimenti presi in esame infatti si opera una sorta di proiezione lungo l'asse della polarizzazione, cioè la diagnostica risulta sensibile in particolare alla distribuzione dei campi nel piano ortogonale alla direzione del fascio di sonda, che è il piano s nella geometria dell'esperimento.

Inoltre la polarizzazione s risulta particolarmente vantaggiosa per la possibilità di separare i campi derivanti dallo spostamento di carica nel plasma da quelli associati all'impulso laser stesso, consentendo una visualizzazione più chiara dei processi da studiare.

2.2 Simulazioni con polarizzazione "s"

Nella prima simulazione che analizzeremo in questa sezione l'impulso laser è polarizzato s , il profilo dell'impulso ha larghezza $r_0 = 8\lambda$, lunghezza $\tau_L \approx 0.5\text{ps}$ ($r_L = 75\lambda$) e la sua posizione iniziale è data da $x_0 = -225\lambda$ e $y_0 = 120\lambda$. Una seconda simulazione con durata doppia dell'impulso ($\tau_L \approx 1\text{ps}$) è stata realizzata successivamente per un confronto più diretto con gli esperimenti e sarà discussa brevemente al termine della sezione.

2.2.1 Principali fenomeni osservati

Nei primi stadi dell'evoluzione dell'impulso laser all'interno del plasma è possibile osservare la comparsa di un canale di bassa densità in corrispondenza dell'asse di propagazione, come mostrato in fig.2.2 ($t = 400\lambda/c$).

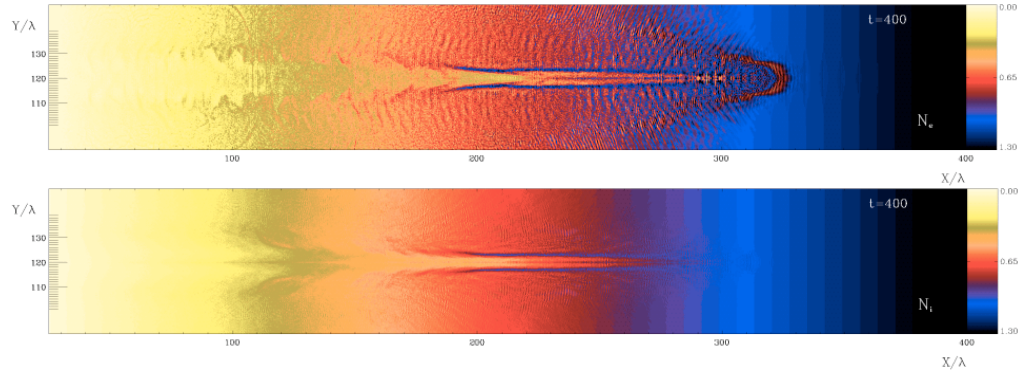


Figura 2.2: Densità elettronica e ionica per $t = 400\lambda/c$: gli elettroni sono parzialmente espulsi dall'asse, gli ioni si allontanano per tempi successivi ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

Dalle immagini inoltre possiamo anche notare che il canale si viene a formare più rapidamente per gli elettroni e successivamente per gli ioni. Interpretiamo questo fenomeno come il risultato di un processo di *self-channelling* (sec.1.3), in cui la radiazione del laser ha espulso parte degli elettroni dall'asse di propagazione, creando in un primo momento un canale di carica positiva. Gli ioni poi seguono gli elettroni per effetto del campo elettrico che si genera durante il processo di espulsione degli elettroni, lasciando svuotato il canale. In corrispondenza del canale che si è formato è presente un campo elettrico radiale, che in questa geometria è dato da E_y , che vale circa $10^9V/cm$, diretto verso l'esterno (fig.2.3 in alto). La presenza di questo campo è consistente con la separazione di carica creatasi tra il canale ionico e gli elettroni durante il processo di *self-channelling*.

Allo stesso tempo osserviamo una forte corrente statica J_x , del valore di circa $25 \times 10^{12}A/cm^2$, nella direzione negativa dell'asse x , che associamo all'accelerazione degli elettroni nella direzione di propagazione, ed una di segno opposto, localizzata sui bordi del canale, che può essere interpretata come una corrente di ritorno degli elettroni stessi (sec.1.5). Inoltre si genera un campo magnetico B_z , di intensità pari a circa $30MGauss$, con segno positivo sotto l'asse del canale e negativo al di sopra, il cui profilo è consistente con quello della corrente J_x , come possiamo vedere in fig.2.4.

Per $t \approx 450\lambda/c$ nella zona , intorno a $x = 200\lambda$, si osserva una inversione di segno nel campo elettrico radiale nel canale, che risulta diretto verso l'asse

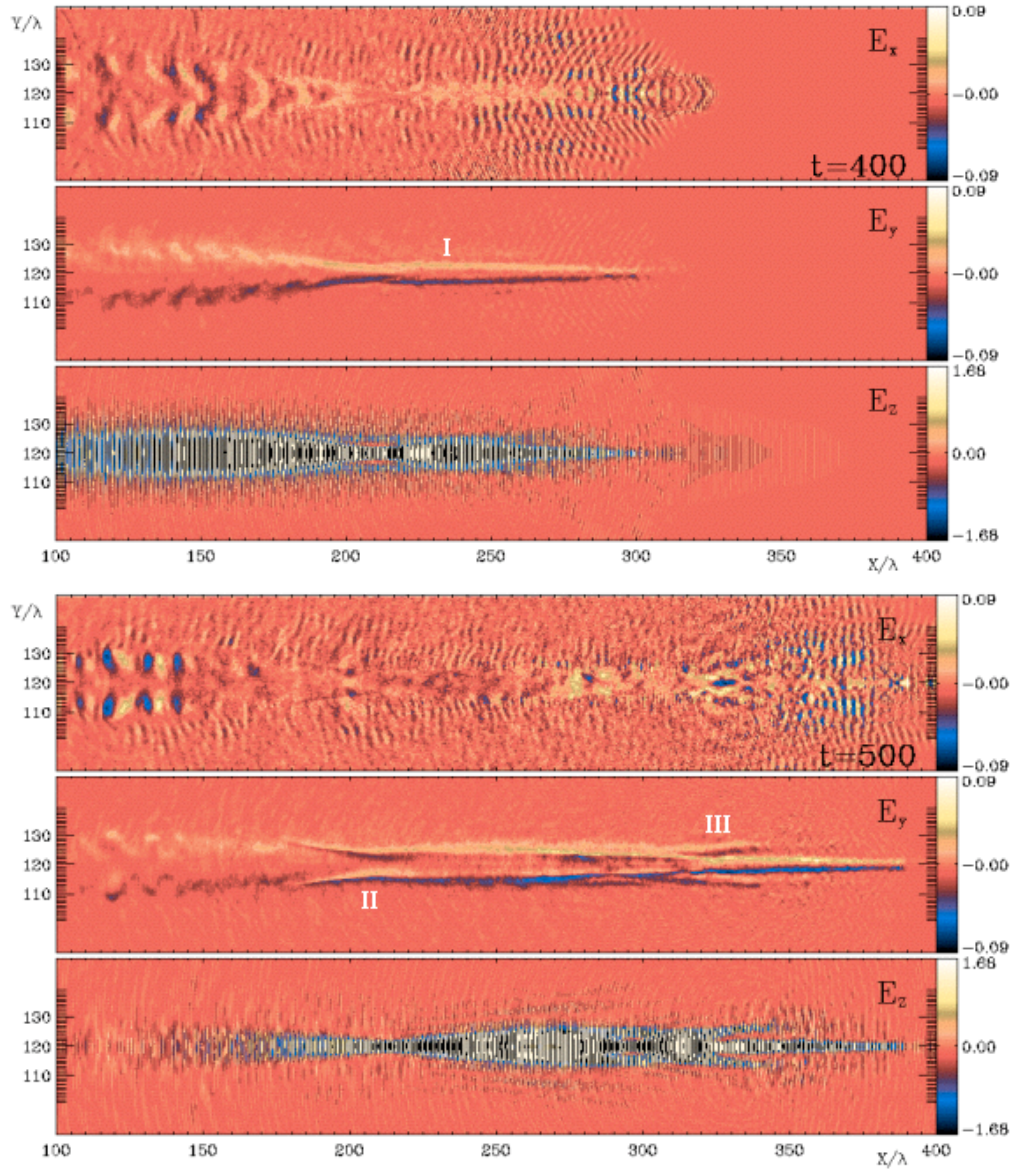


Figura 2.3: Campo elettrico per $t = 400\lambda/c$ e $t = 500\lambda/c$: I) Campo radiale generato dalla separazione di carica. II) La componente y si inverte all'interno del canale. III) Formazione di canali secondari. ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

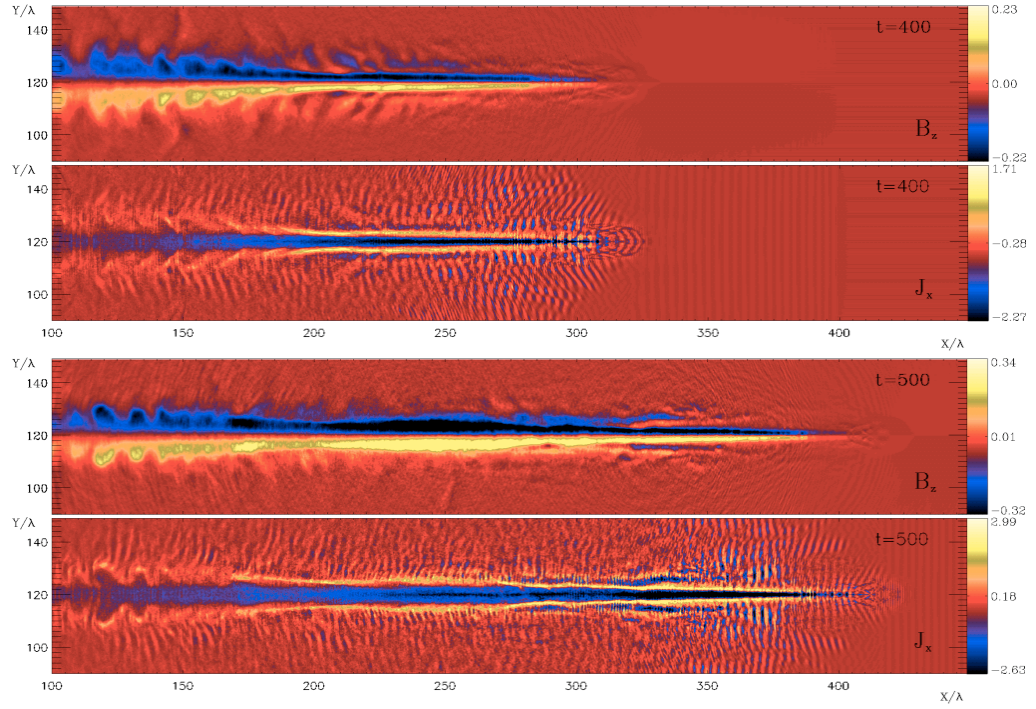


Figura 2.4: Componente J_x della corrente e campo magnetico B_z per $t = 400\lambda/c$ e $t = 500\lambda/c$ ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

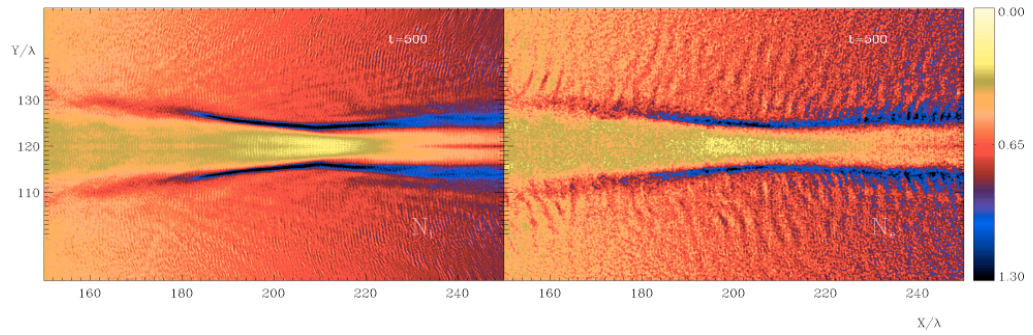


Figura 2.5: Densità ionica ed elettronica per $t = 500\lambda/c$. Intorno a $x = 210\lambda$ si ha una zona di maggiore svuotamento ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

sul lato interno e in direzione opposta sul lato esterno. Successivamente questo campo ambipolare diviene sempre più localizzato in corrispondenza delle pareti, come possiamo vedere in fig.2.3.

Intorno a $t \approx 500\lambda/c$ assistiamo inoltre alla scissione dal fascio di due rami laterali che mostrano una evoluzione analoga a quella osservata per il canale principale . Questo avviene in corrispondenza della zona in cui l'impulso tende a focalizzarsi , come possiamo vedere in fig.2.5, dove osserviamo la presenza di una zona in cui è stato prodotto un maggiore svuotamento attorno a $x \approx 210\lambda$.

Per $t \approx 575\lambda/c$ sulla scia dell'impulso laser, in corrispondenza della zona di minore densità, ha inizio la formazione di cavità regolari, in cui gli elettroni e successivamente gli ioni si stanno allontanando dalla parte centrale, lasciandola progressivamente più svuotata ed aumentando allo stesso tempo il diametro della struttura stessa, come mostrato in fig.2.6.

A partire da $t \approx 650T_L$ nella regione di maggiore densità si osserva la comparsa di numerose strutture regolari anche all'interno dei canali secondari che si vanno formando. Queste saranno analizzate in seguito (vedi , fig.2.13 e sec.2.2.4, fig.2.20).

2.2.2 Effetti della dinamica degli ioni

In questa sezione prendiamo in esame la dinamica degli ioni nel canale creato dall'impulso laser, mostrando come ad essa possano essere ricondotti alcuni dei fenomeni osservati nelle simulazioni, quali l'inversione del campo elettrico radiale (E_y) e la comparsa di canali secondari.

L'evoluzione del campo elettrico trasversale nel canale, che abbiamo osservato per $t \simeq 425\lambda/c$, segue il moto di allontanamento degli ioni dall'asse. Vediamo infatti che nelle stesse zone in cui il campo si è invertito, la densità ionica sulle pareti del canale assume l'aspetto di un picco ripido, che diviene sempre più stretto ed intenso, fino a quella che può essere definita la "rottura" della parete stessa, in quanto osserviamo la comparsa di un picco secondario che si muove verso l'esterno (fig.2.10).

Questo fenomeno è qualitativamente in buon accordo con la descrizione utilizzata in un lavoro precedente [19], che utilizza un modello 1D , elettrostatico e ponderomotivo (in geometria cilindrica) per descrivere la generazione del campo elettrico e l'accelerazione radiale degli ioni. Le simulazioni 1D effettuate con questo modello mostrano anch'esse l'accumulo di ioni ai bordi del canale e la rottura idrodinamica del profilo di densità, assieme alla ge-

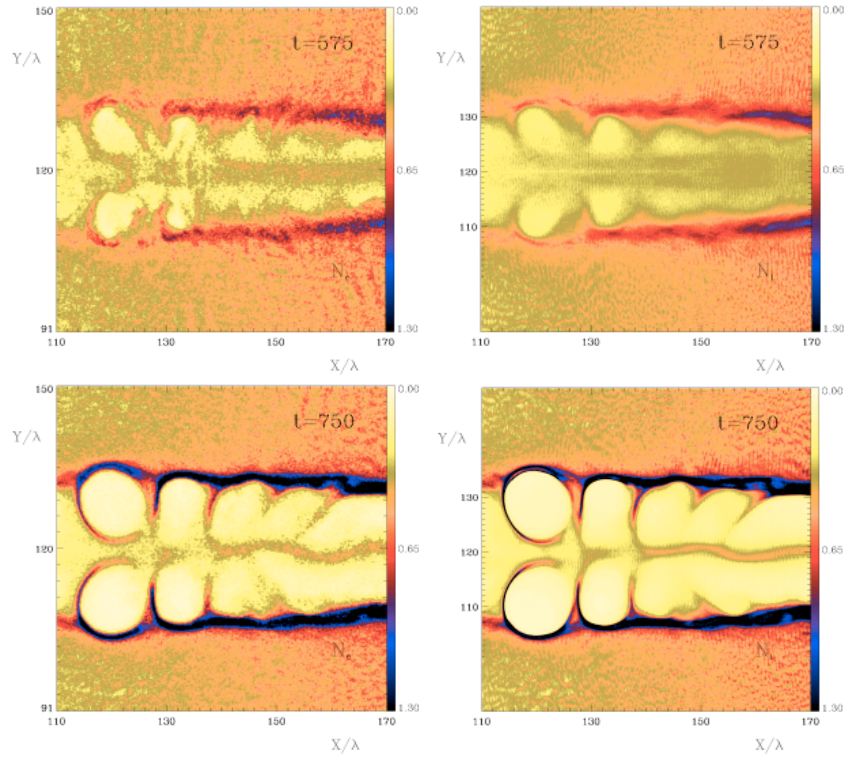


Figura 2.6: Densità di elettroni (sinistra) e ioni (destra) per $t = 575\lambda/c$ e per $t = 750\lambda/c$ nella zona di minore densità, dove notiamo la formazione di cavità simmetriche ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

nerazione del campo radiale nel canale e di quello ambipolare in prossimità del punto di rottura. Questo fenomeno provoca un riscaldamento degli elettroni attorno al picco di densità e la formazione di un campo ambipolare del tipo osservato anche nella presente simulazione, che si allontana lentamente dall'asse.

Nelle simulazioni 1D si registra inoltre un moto di ritorno di parte degli ioni verso l'asse per tempi successivi alla rottura, dovuto all'inversione del campo elettrico all'interno del canale, che viene osservato anche nelle simulazioni 2D.

Vedremo che in base a questo modello semplificato gli ioni sono accelerati in misura differente a seconda della posizione che occupano rispetto al massimo della forza ponderomotiva F_r , in modo tale da accumularsi in una

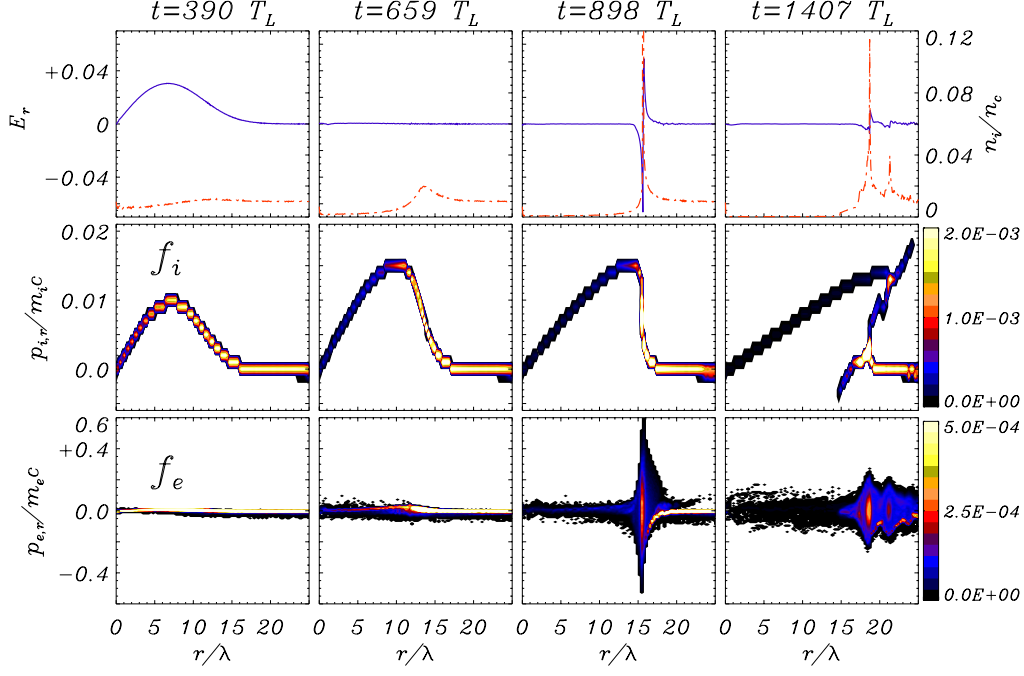


Figura 2.7: Sequenza di immagini corrispondenti alla simulazione 1D in cui è utilizzato un modello semplificato elettrostatico-ponderomotivo [19]. Sono mostrati il profilo del campo elettrico radiale E_r e della densità ionica n_i , e la distribuzione nello spazio delle fasi per ioni $f_i(r, p_r)$ ed elettroni $f_e(r, p_r)$. I parametri della simulazione sono $a_0 = 7$, $r_0 = 7.5\lambda$, $\tau_L = 660\lambda/c$, $n_e/n_c = 0.01$.

regione limitata dello spazio, dove gli ioni più veloci scavalcano quelli più lenti.

Motivati da queste analogie, per interpretare i risultati della simulazione 2D utilizziamo quindi il modello descritto in [19], dove l'azione dell'impulso laser è descritta esclusivamente attraverso la forza ponderomotiva radiale da esso esercitata. Il profilo di intensità dell'impulso laser utilizzato per il modello è gaussiano e può essere espresso in funzione della distanza dall'asse di propagazione $r = (y - y_0)$, come

$$a^2(r, t) = a_r^2(r)P(t) = a_0^2 e^{(-r^2/r_0^2)} P(t) \quad (2.4)$$

dove $P(t) = e^{[-(x-x_0-ct)^2/r_L^2]}$ rappresenta l'involuppo temporale dell'intensità.

Abbiamo visto che il passaggio dell'impulso laser ($t < \tau_L$) la forza ponderomotiva F_r allontana una parte degli elettroni attorno all'asse di propagazione, creando un canale di carica positiva lungo l'asse stesso e questo genera un campo elettrostatico radiale E_r che si oppone allo spostamento degli elettroni bilanciando la forza ponderomotiva. Nel regime in cui non si arriva alla espulsione completa degli elettroni, durante il passaggio dell'impulso la forza sugli elettroni dovuta allo spostamento di carica, bilancia la forza ponderomotiva F_r ($eE_r \approx F_r$). In questo caso la forza esercitata sugli ioni durante tutta la durata dell'impulso sarà proporzionale alla forza ponderomotiva, dato che $eE_r \approx F_r$. Quindi la forza sugli ioni può essere scritta come

$$F_i = ZeE_r = -Zm_e c^2 \partial_r \sqrt{1 + a^2(r, t)/2} \quad (2.5)$$

Dopo la fine dell'impulso gli ioni conservano la velocità acquisita durante la fase precedente e, poichè la forza ponderomotiva, che ne ha determinato la velocità finale, decresce per $r > r_i^{max}$, risultano focalizzati in una stretta regione ai margini del profilo di intensità. Se approssimiamo la F_r come una funzione lineare in r , l'equazione del moto per gli ioni diventa

$$m_i \frac{d^2 r_i}{dt^2} = ZF_r \approx -k(r_i - r_b) \quad (2.6)$$

quindi tutti gli ioni che partono con una coordinata radiale iniziale minore di r_b raggiungono il punto $r(t) = r_b$ nello stesso istante $t_b = \frac{2\pi}{4\sqrt{k/m_i}}$. Questa approssimazione è piuttosto accurata attorno al valore r_f di r per cui la derivata seconda della F_r si annulla. L'accumulo di ioni nel punto r_b causa quindi la rottura idrodinamica del profilo di densità in quanto a questa distanza dall'asse gli ioni più veloci scavalcano quelli più lenti.

Deriviamo quindi k ed r_b : per semplificare il calcolo assumeremo l'approssimazione non relativistica dato che questa è abbastanza ragionevole per valori di r_i maggiori di r_0 , per i quali cioè il fattore esponenziale nella espressione di $a_r(r)$ è abbastanza piccolo.

$$F_r \approx -m_e c^2 \partial_y (a^2(r)/2) = \frac{m_e c^2 a_0^2 r}{r_0^2} e^{-r^2/r_0^2}, \quad a^2(r) = a_0^2 e^{-r^2/r_0^2} \quad (2.7)$$

In fig.2.8 è possibile vedere il profilo spaziale della forza ponderomotiva che risulta da questa relazione.

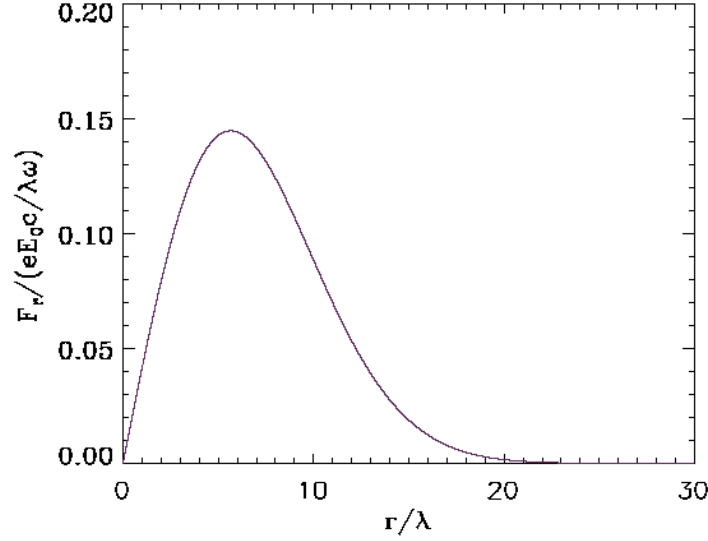


Figura 2.8: Profilo spaziale della forza ponderomotiva che si ottiene dalla eq.(2.7) per $a_0 = 2.7$ e $r_0 = 8\lambda$.

Un semplice calcolo mostra che $F_r'' = 0$ per $r = r_f = \sqrt{3/2}r_0$. Espandendo in serie di Taylor attorno a questo valore di r_f ricaviamo

$$k = -ZF'(r_f) = \frac{2Zm_e c^2 a_0^2}{r_0^2} e^{-3/2} \quad (2.8)$$

$$r_b = r_f + \frac{ZF(r_f)}{k} = (3/2)r_f = \left(\frac{3}{2}\right)^{3/2} r_0 \quad (2.9)$$

Di conseguenza il tempo t_b sarà

$$t_b = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} e^{3/4} \sqrt{\frac{m_i}{Zm_e}} \frac{r_0}{a_0 c} \simeq 142.5 \frac{r_0}{a_0 \lambda} \lambda/c \quad (2.10)$$

dove avevamo $m_i/m_e = 3672$. È opportuno sottolineare che questo modello descrive solamente il moto degli ioni all'interno del canale e non tiene conto dell'evoluzione del profilo dell'impulso dovuta al processo di *self-channeling*. Quindi per confrontare le predizioni del modello con i risultati delle simulazioni 2D appare giustificato inserire i valori locali del raggio r_0 e dell'ampiezza a_0 , dedotti dalle simulazioni, piuttosto che quelli iniziali. Inoltre dobbiamo

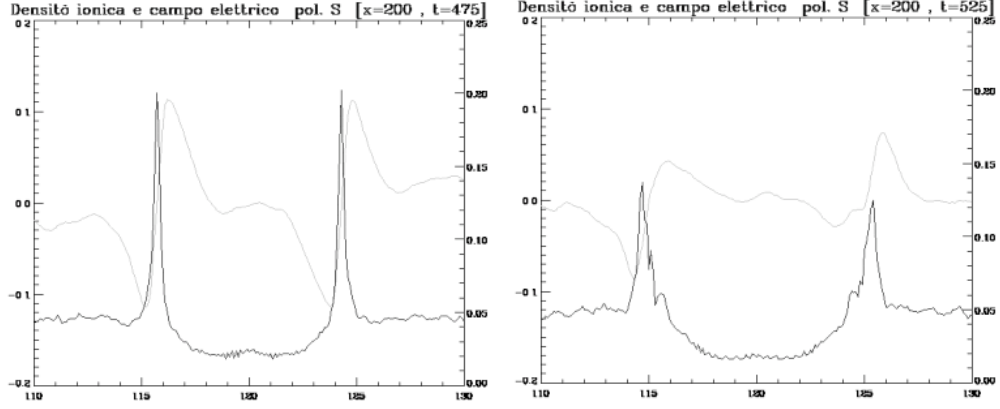


Figura 2.9: Componente E_y del campo elettrico e densità ionica per $x = 200\lambda$ negli istanti che precedono e seguono la rottura del canale ($t = 475\lambda/c$ e $t = 525\lambda/c$): osserviamo l'accumulo di ioni ai bordi del canale ed un picco secondario che si sta formando, allontanandosi verso l'esterno. ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

considerare che la durata dell'impulso può essere dell'ordine o inferiore a t_b , quindi è più opportuno utilizzare al posto di a_0 un valore effettivo $\bar{a} < a_0$ mediato sul tempo, che tenga conto della variazione temporale dell'intensità. Mediando la quantità $a_t(t)^2 = a_0^2 P(t)$ sulla durata dell'impulso troviamo $\bar{a} = \sqrt{a_t^2(t)} = 2.3$ per i parametri della simulazione.

Fissandoci attorno alla posizione $x = 200\lambda$, dai profili della densità deduciamo un raggio effettivo del canale $r_b = 4.5$, da cui utilizzando la relazione 2.9 otteniamo un raggio effettivo dell'impulso pari a $r_0 = 2.5\lambda$. Utilizzando questo valore e $a_0 = 2.3$ otteniamo un valore teorico $t_b \approx 155\lambda/c$, molto vicino a quello che risulta dalla simulazione (fig.2.9) in cui stimiamo che il tempo intercorso tra l'arrivo dell'impulso e la rottura del profilo di densità sia $t_b(x = 200\lambda) \approx 150\lambda/c$ (ricordiamo che nella simulazione la posizione del *picco* dell'impulso per $t = 0$ è $x_0 = -3r_L = -225\lambda$, quindi il fronte arriva in $x = 200\lambda$ per $t = 150$).

Inoltre, dal momento che gli effetti della focalizzazione si ripercuotono sui tempi di rottura t_b , ci aspettiamo che questi ultimi, per quanto detto in precedenza, assumano valori che variano lungo la direzione longitudinale del canale in formazione ed in particolare che siano minori nella regione in

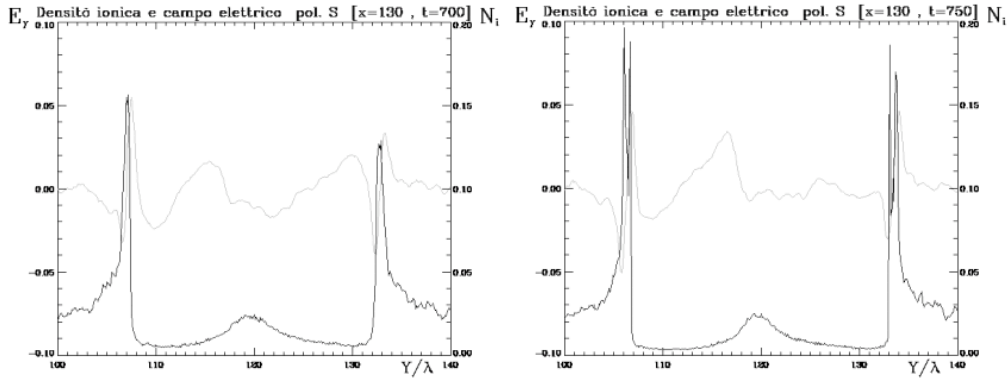


Figura 2.10: Componente E_y del campo elettrico e densità ionica per $x = 130\lambda$ negli istanti che precedono e seguono la rottura del canale ($t = 700\lambda/c$ e $t = 750\lambda/c$): osserviamo l'accumulo di ioni ai bordi del canale e la comparsa di un picco secondario che si muove verso l'esterno. ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

cui il canale è più stretto e maggiori dove esso è più largo. Se osserviamo l'evoluzione della densità ionica in corrispondenza di $x = 130\lambda$ (fig.2.10), vediamo che questa predizione viene verificata: il picco di densità che si forma prima della rottura qui è collocato ad una distanza di circa 14λ dall'asse, con $r_0 = 7.6\lambda$, e la rottura avviene per $t \approx 700\lambda/c$ che corrisponde a $t_b \approx 420\lambda/c$.

Il confronto delle predizioni del modello semplificato che abbiamo utilizzato con i risultati della simulazione mostra come questo, apportando le dovute correzioni, sia ancora in grado di fornire informazioni sulla dinamica di ioni ed elettroni nella formazione del canale.

Creazione di canali secondari

Abbiamo visto come il processo che porta all'accumulo degli ioni ai lati del canale possa avvenire con tempi differenti per i diversi in conseguenza delle variazioni del valore locale di r_0 e della intensità del fascio secondo la relazione (2.10). Quindi dove l'impulso è più focalizzato la "rottura" delle pareti del canale si può verificare quando è ancora presente la radiazione associata al laser, ossia durante il passaggio dell'impulso stesso. Questo sembra essere confermato dal fatto che in corrispondenza del punto di rottura si assiste alla comparsa di due fasci secondari, in cui parte della radiazione si propaga in

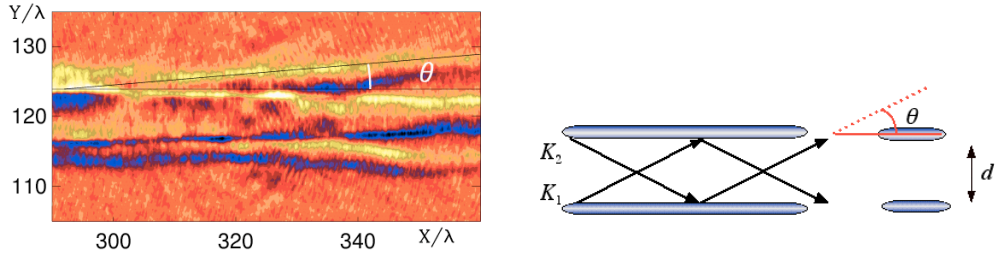


Figura 2.11: **A sinistra**) Angolo tra la direzione di propagazione della radiazione che fuoriesce dal canale e l’asse di propagazione. **A destra**) Schema per il modello di guida d’onda con “perdite” laterali.

direzione obliqua, scavando a sua volta due canali laterali a fianco di quello principale.

L’idea è quella di schematizzare questo fenomeno come la “perdita” di radiazione da parte di una guida d’onda dove si abbia una improvvisa “apertura” nelle pareti. Possiamo pensare l’impulso autoguidato come la sovrapposizione di due onde piane con vettori d’onda $k_1 = (k_x, k_y)$, $k_2 = (k_x, -k_y)$. In questo caso per un modo di tipo TE all’ordine più basso, all’interno di una guida rettangolare, avremo che i vettori d’onda k_x e k_y sono legati al diametro d del canale dalle relazioni

$$k_y \simeq \pi/d \quad (2.11)$$

$$k_x \simeq \sqrt{\omega^2/c^2 - k_y^2} \quad (2.12)$$

mentre l’angolo θ tra la direzione di propagazione della radiazione e l’asse sarà dato da $\tan \theta \simeq k_y/k_x$.

Dalla simulazione stimiamo $d \simeq 7\lambda$ nel punto di rottura, da cui $k_y/k_x \simeq (\pi/7\lambda) / (2\pi/\lambda) = 0.071$ che risulta in buon accordo con il valore $\theta \simeq 0.065$ che otteniamo dall’analisi dei dati in corrispondenza della rottura delle pareti del canale (fig.2.11).

Evoluzione dei canali secondari Le strutture laterali che si sono formate durante la rottura, mostrano in seguito una evoluzione simile a quella del canale centrale, dall’espulsione degli elettroni dall’asse di propagazione fino alla creazione di un campo ambipolare.

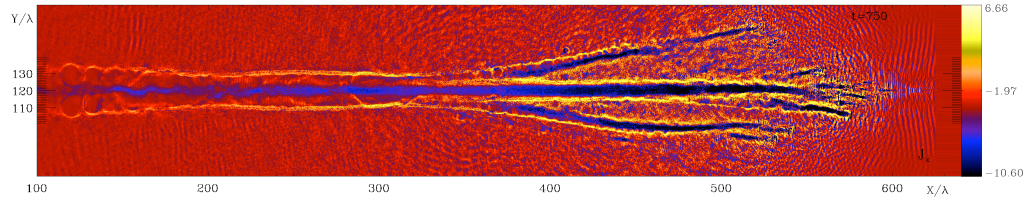


Figura 2.12: Componente x della corrente per $t = 750\lambda/c$: i canali secondari tendono a piegarsi avvicinandosi al canale principale ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

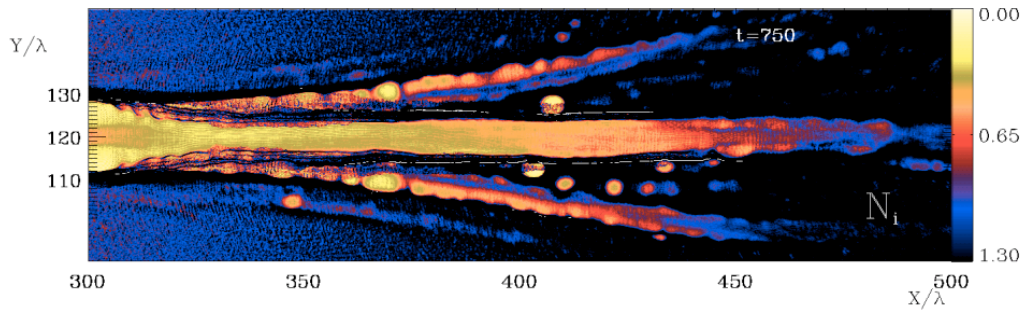


Figura 2.13: Densità ionica per $t = 750\lambda/c$: nei canali secondari sono presenti cavità regolari ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

Inizialmente queste si evolvono in direzione obliqua rispetto all'asse, con direzione data dall'angolo θ visto in precedenza, ma per tempi successivi, attorno a $t \approx 750\lambda/c$ la direzione di propagazione della radiazione all'interno dei canali laterali sembra cambiare direzione di propagazione rispetto a quella osservata dopo la scissione : in particolare il braccio inferiore si piega fino a unirsi al canale principale (fig.2.12).

Questo fenomeno è stato osservato più volte in letteratura [24, 28, 29] ed in generale viene fatto risalire all'attrazione che si genera tra le correnti associate ai fasci.

2.2.3 Strutture coerenti

Uno dei fenomeni più interessanti che si osservano in questa simulazione è la formazione di strutture periodiche regolari, disposte simmetricamente rispetto all'asse di propagazione, all'interno del canale.

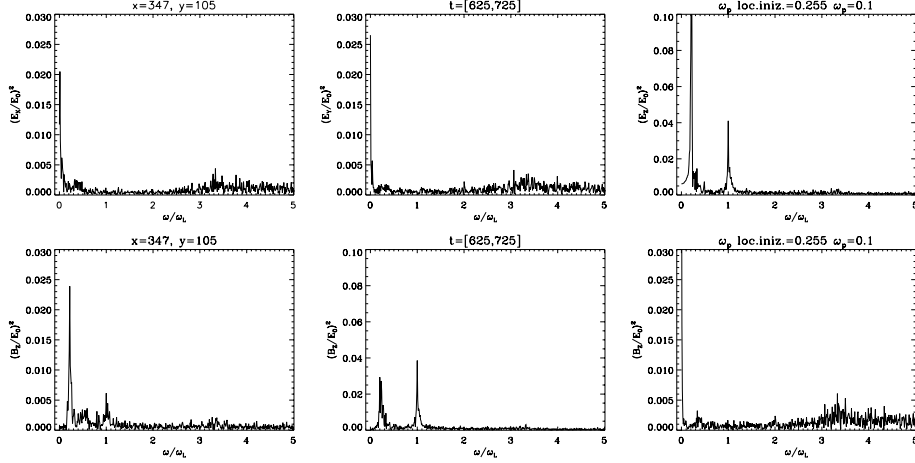


Figura 2.14: Spettro delle componenti x , y , z dei campi elettrico e magnetico in corrispondenza di una delle strutture regolari ($x = 347$, $y = 105$) che vediamo in fig.2.13, nell'intervallo temporale in cui se ne verifica la formazione $t = [625, 725]$ ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

Nella zona a bassa densità (fig.2.15, fig.2.12) infatti la corrente negativa presente sull'asse e quella positiva, sulle pareti del canale sembrano deformarsi, piegandosi, per dare luogo ad una fila di vortici.

Vortici magnetici nella scia di un impulso laser sono stati osservati per la prima volta da Bulanov et al. [16, 18], di cui abbiamo parlato in sec.1.5. L'interpretazione di tali vortici, supportata da successivi studi numerici, è stata basata sull'instabilità di filamentazione di due opposte correnti, dovute rispettivamente agli elettroni “veloci” accelerati lungo l'asse di propagazione dell'impulso e alla corrente di ritorno, *compennetrantesi* e quindi bilanciandosi localmente. In tale caso la fila di vortici presenta una asimmetria assiale, simile alla nota scia di von Karman in idrodinamica.

Una possibile e preliminare spiegazione della differente simmetria osservata nel nostro caso sta nel considerare gli effetti della formazione del canale

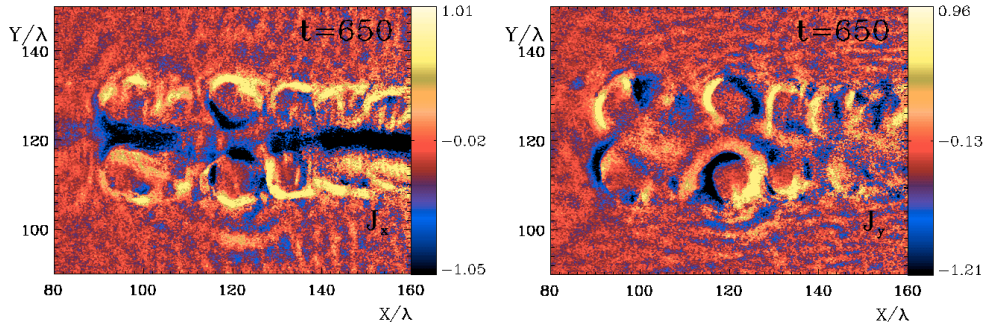


Figura 2.15: Componenti J_x e J_y della corrente per $t = 650\lambda/c$, nella zona a bassa densità : la corrente statica al centro del canale e quella ai bordi si deformano formando vortici ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

a bassa densità (assenti nelle simulazioni di Bulanov et al. [16, 18] che consideravano ioni fissi e impulsi molto più brevi). Nel nostro caso, a causa dello svuotamento del canale, la corrente di ritorno non può compenetrare localmente quella generata dagli elettroni veloci, a causa della bassa densità di portatori “disponibili” per la corrente di ritorno. Questo può giustificare il fatto che nelle nostre simulazioni osserviamo una corrente di ritorno che tende a scorrere al di fuori dei bordi del canale, dando luogo ad una configurazione iniziale di correnti che si neutralizzano globalmente ma *non* localmente. In prospettiva potrà essere allora interessante studiare la stabilità di questa configurazione. L’analogia con l’idrodinamica sopra accennata suggerisce che il meccanismo possa avere analogie con instabilità del tipo Kelvin-Helmholtz [32], in cui i vortici si generano in prossimità della separatrice tra due correnti spazialmente separate, laddove $J_x \simeq 0$. Quindi per la geometria a simmetria assiale del canale generato dall’impulso ci aspetteremmo in effetti di avere due file di vortici speculari, in corrispondenza delle due opposte superfici di separazione.

Allo stesso tempo queste strutture hanno anche caratteristiche che in generale appartengono ai “(post-)solitoni” o “cavitoni”, come li chiameremo in seguito, di cui abbiamo parlato in sec.1.6. Come vediamo in fig.2.20, queste strutture corrispondono a depressioni locali della densità elettronica tali da confinare al proprio interno radiazione elettromagnetica di bassa frequenza, e sono quindi assimilabili a “microcavità risonanti” autogenerate.

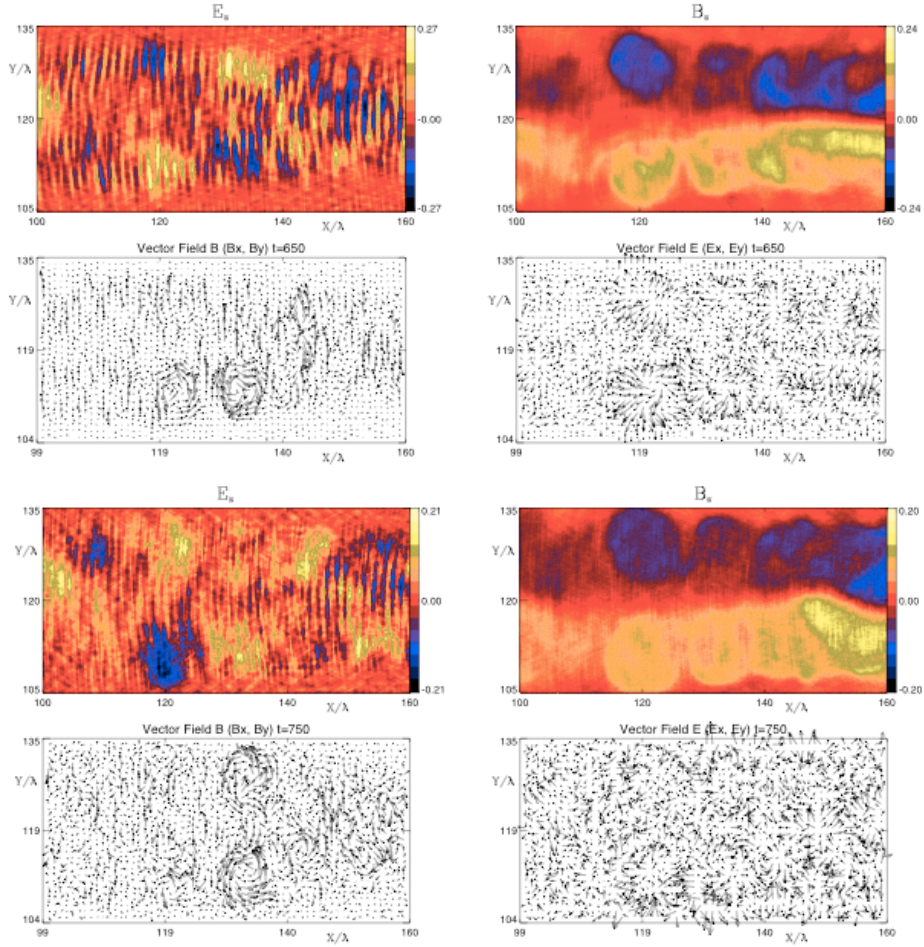


Figura 2.16: Campi associati alle cavità che si formano nella parte finale del canale per $t = 650\lambda/c$ (in alto) e $t = 750\lambda/c$ in basso. Il campo magnetico nel piano della simulazione (B_x, B_y) è sinusoidale ed oscilla con frequenza $\omega_1 \approx \omega_p$, mentre B_z è quasi-statico. Il campo elettrico nel piano della simulazione (E_x, E_y) è radiale, quasi-statico ed evolve in un campo ambipolare mentre E_z oscilla con frequenza ω_1 ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 4\lambda$, polarizzazione s).

In fig.2.16 e fig.2.17 possiamo vedere rispettivamente i campi e lo spettro che caratterizzano queste strutture. Il campo elettrico nel piano della simulazione (E_x, E_y) è quasi-statico ed ha direzione radiale, dal centro verso l'esterno della cavità, mentre la componente E_z ha frequenza $\omega_1 \approx \omega_p$, dove

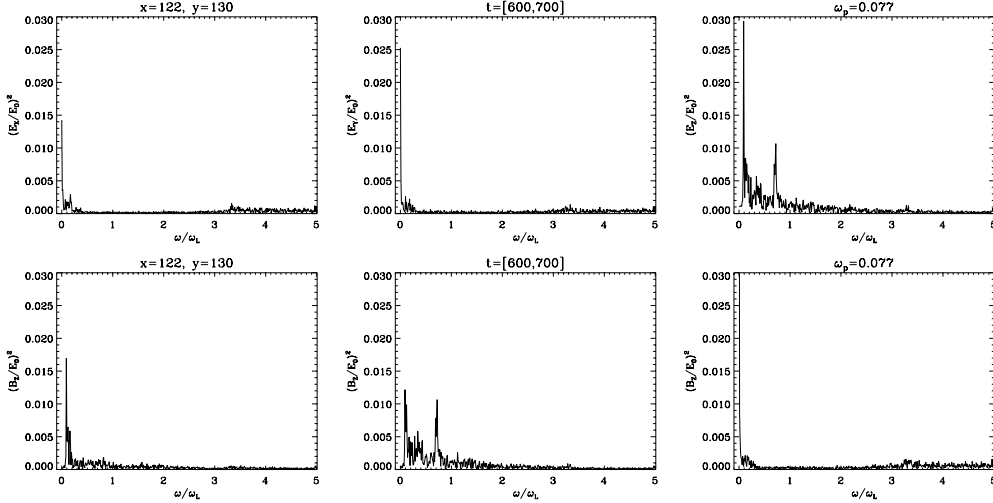


Figura 2.17: Spettro delle componenti x , y , z del campo elettrico e magnetico presente nella zona di formazione delle cavità. Le frequenze sono normalizzate alla frequenza del laser ω_L ed il modulo dei campi è espresso in unità di $E_0 = m_e \omega c / e$. In alto sono indicati nell'ordine la posizione e l'intervallo in cui sono stati rilevati i campi e la frequenza di plasma locale ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

ω_p indica la frequenza di plasma locale. Il campo magnetico nel piano della simulazione (B_x, B_y) è sinusoidale ed oscilla alla frequenza ω_1 mentre la componente z (cioè quella associata al vortice di corrente) risulta statica.

I campi oscillanti quindi hanno una geometria simile a quella che si avrebbe per un modo TM all'ordine più basso in una cavità cilindrica e possono essere assimilati a quelli di una struttura cavitonica: la presenza di una componente a bassa frequenza (ω_1) nello spettro, con valori vicini alla frequenza di plasma locale, conferma l'ipotesi che nella cavità sia presente radiazione "intrappolata" all'interno del plasma. Questo può avvenire per uno "shift" verso le basse frequenze della radiazione dell'impulso laser che fa sì che questa rimanga bloccata all'interno del plasma quando assume un valore inferiore alla frequenza di plasma locale, "scavando" cavità del tipo osservato in questa simulazione.

Il campo elettrostatico radiale (rispetto al centro delle strutture) tende a bilanciare l'effetto della pressione dovuta ai campi interni alla struttura; si

ha cioè anche in questo caso un regime di bilanciamento per le forze sugli elettroni, e la struttura espande lentamente per l'effetto delle forze elettrostatiche sugli ioni. Le densità di energia associate al campo magnetico quasi statico ($\sim B_z^2$) e al campo magnetico oscillante ($\sim \langle E_z^2 \rangle$, mediato nel tempo) sono dello stesso ordine di grandezza, quindi loro contributo nel bilanciare i campi elettrostatici avrà la stessa importanza. Strutture analoghe si formano anche nei canali laterali, come mostrato in fig.2.13, per $t \approx 675\lambda/c$, con la stessa struttura dei campi, anche se in questo caso non si osserva una doppia fila simmetrica ma una successione di strutture lungo il canale. Lo shift in frequenza in un plasma può essere dovuto ad una varietà di meccanismi, quali l'automodulazione di fase [23] o l'effetto Doppler legato alla radiazione che può essere riflessa dalle zone più dense del plasma [22] (dalle formule di Fresnel si ricava una riflettività piccola ma non nulla $\sim \omega_p^2/4\omega_L^2$), in corrispondenza del fronte che sta avanzando, con un risultato analogo a quello che si avrebbe per uno specchio in movimento. In base all'analisi degli spettri, meccanismi che sembrano essere presenti in questo regime sono lo scattering Raman e l'automodulazione dell'intensità dell'impulso, di cui abbiamo parlato in sec.1.4. Vediamo infatti che lo spettro di E_z è presente anche una frequenza $\omega_{bs} \approx 0.7\omega_L$ (fig.2.17), che si riscontra anche nello spettro di B_y , che suggerisce che si sia verificato BRS in regioni del canale di maggiore densità, dove abbiamo $\omega_p \simeq \sqrt{0.1}\omega_L \simeq 0.3\omega_L$, generando radiazione a frequenza ω_{bs} , che si è propagata indietro, verso la zona a bassa densità. Inoltre, in corrispondenza della parte frontale dell'impulso (fig.2.18), si registra la frequenza $\omega_{fs} \simeq \omega_L + \omega_p$, che varia con la densità di plasma locale e può essere collegata, in regime fortemente non lineare, al FRS. Come abbiamo visto in sec.1.4, quando questo tipo di instabilità (BRS o FRS) diventa molto importante, questa può dare luogo ad una forte modulazione dell'intensità dell'impulso, focalizzandolo o defocalizzandolo localmente, in modo da produrre allo stesso tempo una variazione nella densità del plasma che rinforza l'instabilità stessa. Questa modulazione ha una periodicità $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$, quindi nel nostro caso avremo $\lambda_p \simeq 3\lambda$ nelle zone più dense, in buon accordo con quanto possiamo vedere in fig.2.13 e fig.2.20. Inoltre la modulazione dell'impulso genera componenti elettromagnetiche di frequenza ω_p , che possono rimanere intrappolate al crescere della perturbazione nella densità δn del plasma.

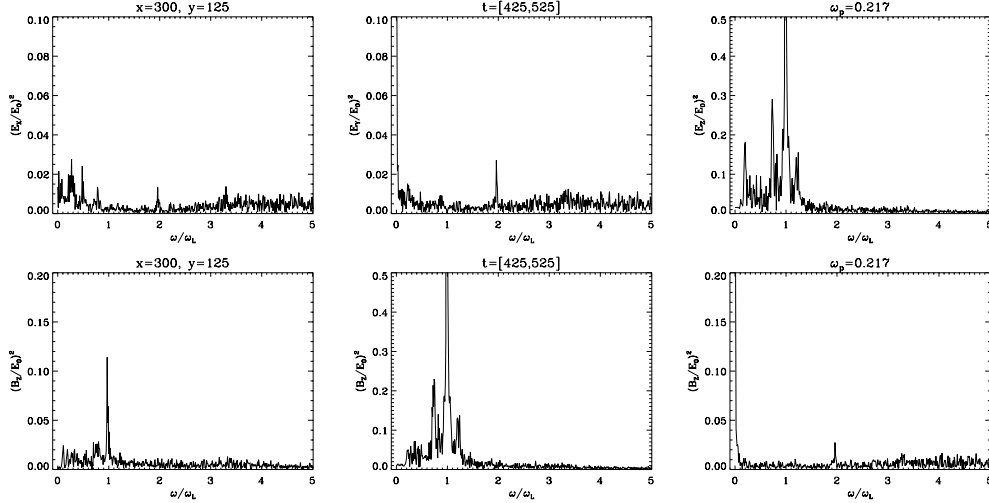


Figura 2.18: Spettro delle componenti x , y , z del campo elettrico e magnetico presente in corrispondenza della parte frontale dell'impulso : notiamo la presenza di una componente di frequenza $\omega_{fs} \simeq \omega_L + \omega_p$. Le frequenze sono normalizzate alla frequenza del laser ω_L ed il modulo dei campi è espresso in unità di $E_0 = m_e \omega c / e$. In alto sono indicati nell'ordine la posizione e l'intervallo in cui sono stati rilevati i campi e la frequenza di plasma locale ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5ps$, $r_0 = 8\lambda$, polarizzazione s).

2.2.4 Simulazione con impulso di durata maggiore

Per la simulazione che sarà analizzata in questa sezione è stato utilizzato un impulso laser di durata maggiore rispetto alla precedente, pari a $\tau_L = 330\lambda/c \approx 1ps$ ($r_L = 165\lambda$) mentre la larghezza e l'ampiezza massima dei campi rimangono invariate ($r_0 = 8\lambda$ e $a_0 = 2.7$). Il profilo dell'impulso è di tipo "cos²" (2.1) e la posizione iniziale è data da $x_0 = 412.6\lambda$. La scelta di un impulso di lunghezza $\sim 1ps$ è stata fatta per studiare la formazione e lo sviluppo delle strutture di campo per condizioni vicine a quelle degli esperimenti descritti in cap.2.1, e di vedere se e come queste vengono modificate rispetto al caso di impulso con $\tau_L \sim 0.5ps$.

In generale abbiamo osservato che non si registrano differenze sostanziali rispetto al caso di impulso "corto", in ogni caso in seguito saranno riportati brevemente i fenomeni osservati, allo scopo principale di fornire anche alcuni dati numerici, che possono essere utili per il confronto con l'esperimento.

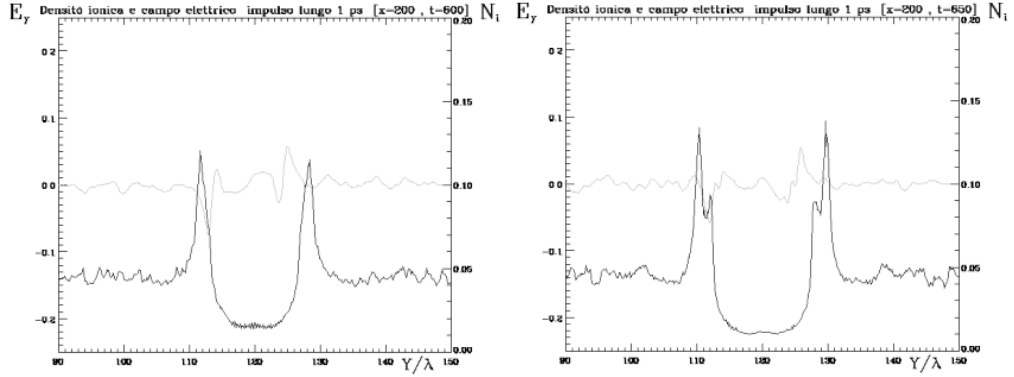


Figura 2.19: Componente E_y del campo elettrico e densità ionica in funzione di y per il caso di impulso “lungo”, negli istanti che precedono e seguono la rottura del canale ($t = 600\lambda/c$ e $t = 650\lambda/c$). ($a_0 = 2.7, r_0 = 8\lambda, \tau_L = 1\text{ps}$, polarizzazione s).

Formazione e rottura del canale

Per quanto riguarda la dinamica legata alla formazione e rottura del canale, vediamo che questa rimane coerente con la descrizione fatta in precedenza, e può essere ancora analizzata per mezzo del modello elettrostatico ponderomotivo visto in sec.2.2.2. In fig.2.19 sono mostrate la densità ionica e la componente E_y del campo elettrico in funzione di y , nel punto $x = 200$.

Vediamo che gli ioni si accumulano ad una distanza $r_b \approx 7\lambda$ da cui si ricava $r_0 \approx 4.4\lambda$ e la rottura si verifica per $t \approx 650\lambda/c$. Avremo quindi $t_b \approx 202\lambda/c$, ancora abbastanza vicino al valore teorico $t_b \approx 241\lambda$ predetto dalla relazione (2.10), per cui anche in questo caso il modello semplificato sembra essere in grado di fornire informazioni utili sulla dinamica di questo processo.

Confrontando questi dati con quelli ottenuti nella precedente simulazione per lo stesso punto (sec.2.2, fig.2.9) vediamo che il canale che si forma è più largo per l’impulso lungo, rispetto a quello che avevamo per l’impulso corto, per il quale avevamo $r_b \approx 5\lambda$ e $r_0 \approx 2.7\lambda$. La differenza nelle dimensioni del raggio può essere il risultato di una minore focalizzazione dell’impulso durante la fase iniziale di formazione del canale. Questo è ragionevole se consideriamo che in questo caso il profilo del laser è meno ripido, quindi la sua intensità cresce più lentamente. Dato che l’angolo di focalizzazione aumenta

con l'intensità secondo la relazione (1.35), questa sarebbe inizialmente meno accentuata.

Creazione di canali secondari

Per $t \approx 600\lambda/c$ osserviamo (fig.2.20b, c) la formazione di due canali secondari ai lati di quello principale, che si mantengono sostanzialmente paralleli ad esso. La scissione si verifica anche in questo caso nella parte più densa del plasma, attorno a $x = 280\lambda$, dove l'impulso subisce una forte focalizzazione.

A questi, per $t \approx 700\lambda/c$, si aggiungono altri due canali che si originano nella stessa zona, che formano un angolo pari a circa $0.12rad$ ed ancora due per $t \approx 750\lambda/c$ attorno a $x = 470\lambda$, con lo stesso angolo. La loro evoluzione è del tutto simile a quella osservata per la simulazione con impulso "corto" in sec.2.2 e può avere la stessa interpretazione.

Strutture coerenti

La simulazione con impulso "lungo" risulta particolarmente ricca di strutture regolari, analoghe a quelle descritte in sec.2.2.3. La struttura dei campi è la stessa che avevamo osservato in precedenza, sia per le cavità che si creano all'interno dei canali secondari (fig.2.21) per $t \approx 750\lambda/c$, che per quelle che troviamo nella parte finale di quello principale per $t \approx 800\lambda/c$, per cui varranno in generale le stesse ipotesi sulla loro formazione.

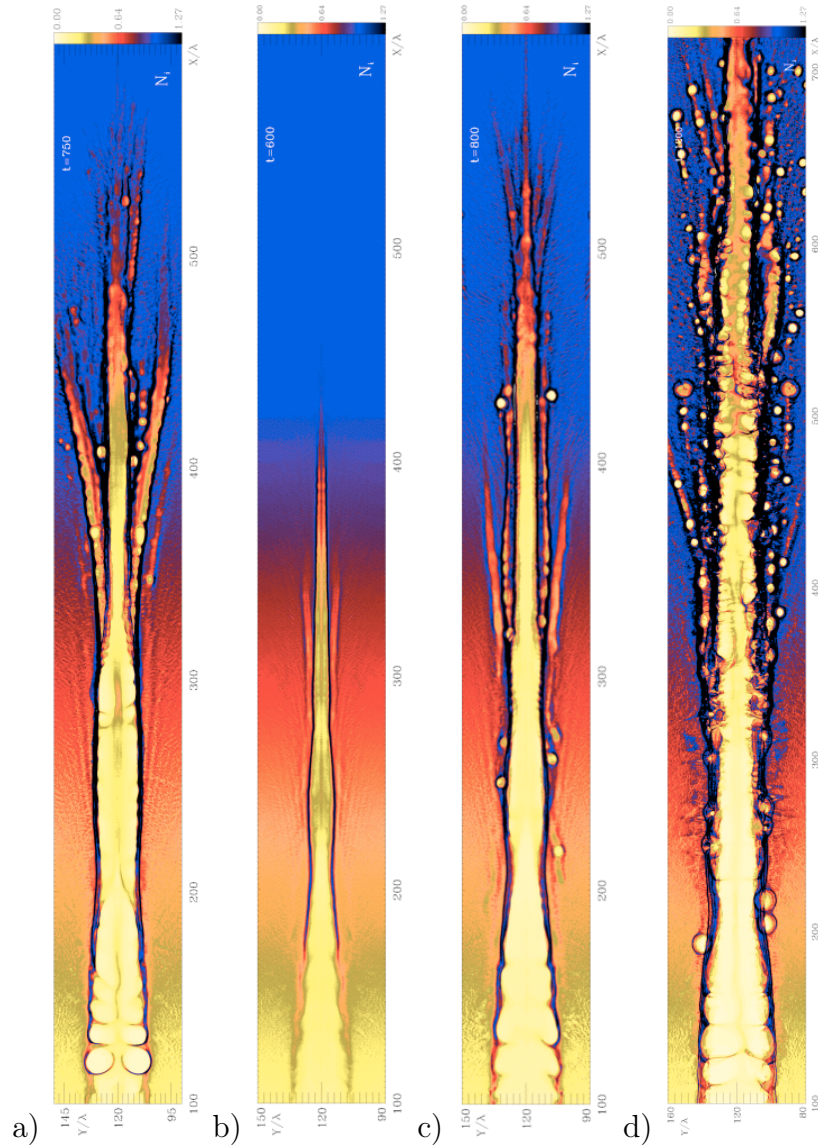


Figura 2.20: **a)** Densità ionica per $t = 750\lambda/c$ per l’impulso di durata 0.5ps : possiamo osservare le strutture che si formano durante l’evoluzione dell’impulso, nella parte finale del canale principale e nei canali secondari ($a_0 = 2.7, r_0 = 8\lambda, \tau_L = 0.5\text{ps}$, polarizzazione s). **b)** Densità ionica per il caso di impulso lungo per $t = 600\lambda/c$, **c)** $t = 800\lambda/c$ e **d)** $t = 1200\lambda/c$. Possiamo osservare la formazione di canali secondari che si originano per $x \simeq 280\lambda$ e $x \simeq 470\lambda$ e la formazione di numerose strutture dall’aspetto di “cavitoni” o “post-solitoni” ($a_0 = 2.7, r_0 = 8\lambda, \tau_L = 1\text{ps}$, polarizzazione s).

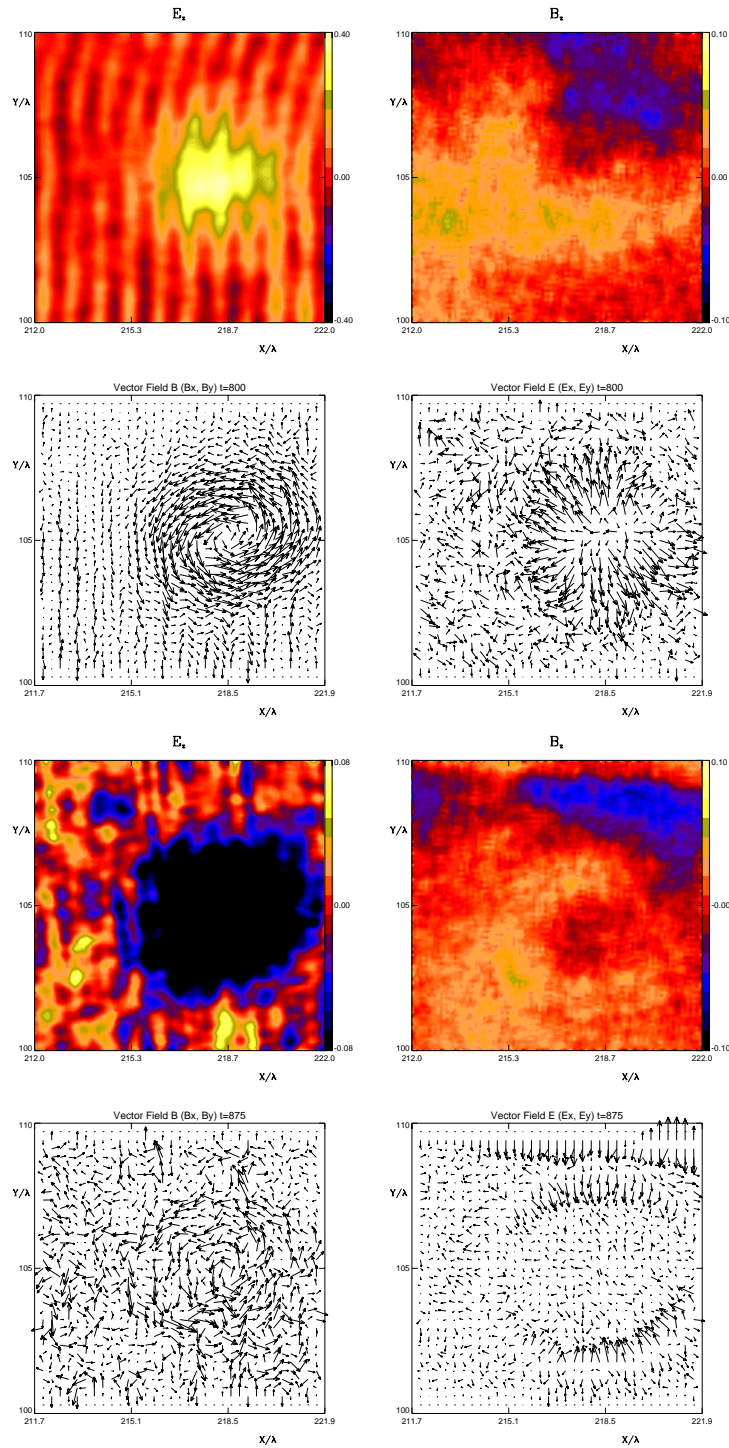


Figura 2.21: Campi associati alle cavità che si formano all'interno dei canali laterali per $t = 800\lambda/c$ e $t = 875\lambda/c$. Il campo magnetico è oscillante solenoidale mentre il campo elettrico statico evolve in un campo ambipolare ($a_0 = 2.7, r_0 = 8\lambda, \tau_L = 1\text{ps}$).

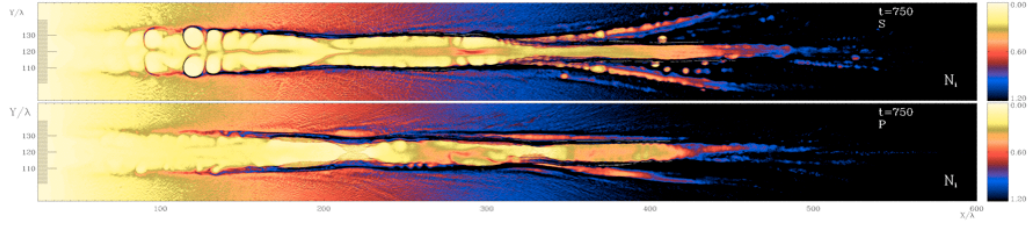


Figura 2.22: Densità di ioni per $t = 750T_L$ per polarizzazione p dell’impulso laser. Dal confronto con le simulazioni con polarizzazione s dell’impulso vediamo che i canali secondari perdono la simmetria rispetto all’asse di propagazione ed il canale è povero di strutture regolari e cavità ($a_0 = 2.7, r_0 = 8\lambda, \tau_L = 0.5\text{ps}$, polarizzazione p).

2.3 Simulazioni con polarizzazione “ p ”

L’analisi delle strutture elettromagnetiche lentamente variabili osservate nell’esperimento descritto nel prossimo capitolo richiede la formulazione di ipotesi a priori sulla loro struttura 3D. Nell’impossibilità attuale di effettuare simulazioni 3D per parametri significativamente vicini a quelli sperimentali, dobbiamo basarci sul confronto tra simulazioni 2D per polarizzazioni diverse per avere un’idea di quanto i risultati di queste possano essere “estrapolati” ad una geometria 3D. Abbiamo quindi ripetuto la simulazione con impulso della durata di 0.5 ps cambiando da s a p la polarizzazione.

2.3.1 Formazione e rottura del canale

Nei primi stadi della propagazione dell’impulso polarizzato p nel plasma possiamo subito osservare delle differenze nell’aspetto del canale che si va formando : in fig.2.23, dove è mostrata la densità elettronica per $t = 400\lambda/c$, vediamo infatti che questo presenta dei contorni meno definiti, con picchi di densità meno ripidi in corrispondenza delle pareti.

La situazione invece cambia se osserviamo la zona centrale del canale in formazione, attorno a $x = 220\lambda$: qui si ha uno svuotamento anche più accentuato rispetto al caso di polarizzazione s ed i picchi di densità ai bordi sono molto ripidi .

Questa caratteristica che distingue la simulazione con impulso polarizzato p dai casi precedenti può trovare spiegazione nella diversa natura del campo

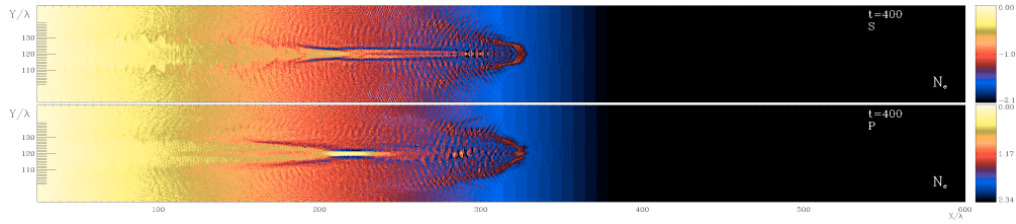


Figura 2.23: **In basso**) Densità elettronica corrispondente ai primi stadi della formazione del canale ($t = 400\lambda/c$) per il caso di polarizzazione p dell’impulso. Notiamo che i bordi del canale sono meno definiti nella parte iniziale, rispetto al caso di polarizzazione s . **In alto**) Densità elettronica corrispondente ai primi stadi della formazione del canale ($t = 400\lambda/c$) per il caso di polarizzazione s dell’impulso. ($a_0 = 2.7$, $\tau_L = 0.5\text{ps}$, $r_0 = 8\lambda$).

E_y , perpendicolare alle pareti, che non è più puramente statico, e quindi è in grado di indurre una rapida oscillazione degli elettroni alle pareti del canale, che le rende meno delineate e definite. Inoltre notiamo che il diametro del canale che si viene a formare ha dimensioni minori rispetto a quelle che si misurano nel caso di polarizzazione s .

2.3.2 Asimmetria nella formazione di canali secondari

Anche in questa simulazione si osserva la formazione di canali secondari, in cui parte della radiazione esce dal canale e si propaga in direzione obliqua. La geometria della triforcazione tuttavia sembra perdere la simmetria rispetto all’asse di propagazione, mostrando un canale laterale che si allontana dall’asse principale, formando un angolo $\theta_p \sim 0.072$, mentre l’altro si mantiene sostanzialmente parallelo (fig.2.24).

Queste asimmetrie mostrano che la perdita di radiazione dal canale principale deve essere dovuta ad un processo rapido che genera eventualmente una dipendenza della geometria del fenomeno dalla fase dei campi coinvolti. La presenza di queste asimmetrie infatti suggerisce che una descrizione basata sulla sola forza ponderomotiva e quindi sulla dinamica lentamente variabile dei campi, non è più possibile in quanto questa, avendo simmetria assiale, non può essere responsabile delle differenze che riscontriamo.

Possiamo ipotizzare che le asimmetrie che riscontriamo siano dovute ad instabilità di tipo “hosing” [20], legate alla natura oscillatoria delle correnti

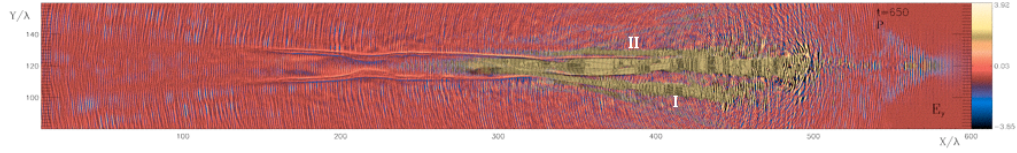


Figura 2.24: Componente E_y del campo elettrico per $t = 650\lambda/c$ per polarizzazione p dell'impulso. Notiamo la perdita di radiazione e la formazione di due canali secondari : il canale in alto (I) rimane parallelo all'asse x mentre l'altro (II) si allontana in direzione obliqua ($a_0 = 2.7, r_0 = 8\lambda, \tau_L = 0.5\text{ps}$, polarizzazione p).

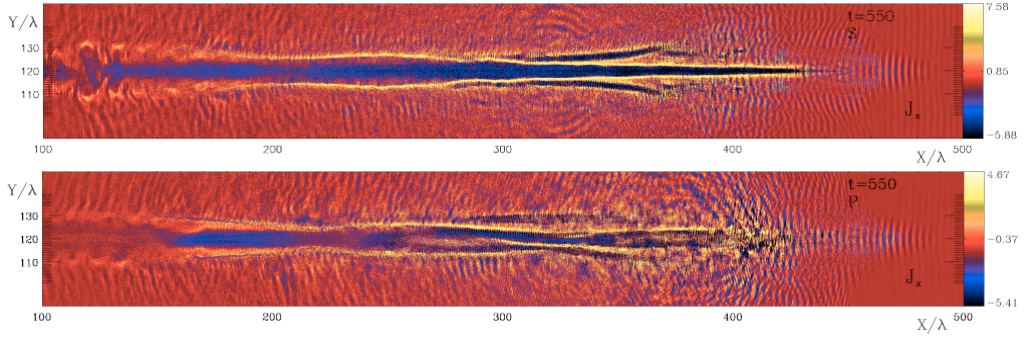


Figura 2.25: Componente J_x della corrente per la polarizzazione s e p a confronto durante la formazione di canali laterali ($a_0 = 2.7, r_0 = 8\lambda, \tau_L = 0.5\text{ps}$).

nel piano della simulazione. Questa instabilità viene innescata a causa delle variazioni della densità elettronica δn_e che seguono la formazione del canale, con un meccanismo del tutto simile a quello visto per l'automodulazione, ma in questo caso la perturbazione riguarda il baricentro dell'impulso, che si sposta periodicamente nella direzione trasversale.

L'instabilità di "hosing" può eccitare a sua volta onde di superficie antisimmetriche sulle pareti del canale, in quanto queste vengono prodotte con fasi opposte sopra e sotto l'asse, e la modulazione che si viene a creare può condizionare il processo di "rottura" del canale, con il risultato di produrre canali secondari asimmetrici.

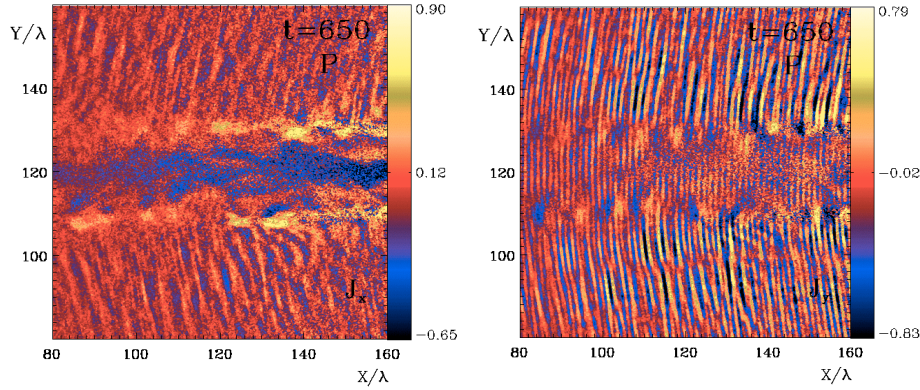


Figura 2.26: Dettagli delle componenti J_x e J_y della corrente nella parte finale del canale, per $t = 650\lambda/c$ e polarizzazione p dell'impulso. Si possono notare formazioni regolari periodiche di circa 4λ di diametro ($a_0 = 2.7, r_0 = 8\lambda, \tau_L = 0.5\text{ps}$, polarizzazione p).

2.3.3 Cavità e strutture regolari

Una ulteriore caratteristica che distingue questa simulazione dalle precedenti è la scarsità di strutture regolari e cavità sia nei bracci laterali che nella scia dell'impulso, come è possibile vedere in fig.2.22, in cui è mostrata la densità ionica per $t = 750\lambda/c$.

La ragione della scarsità di questo tipo di strutture può essere dovuta alla natura oscillatoria del campo elettrico lungo y , che, perturbando la densità del plasma nel piano della simulazione, alla frequenza del laser, li rende molto più instabili rispetto al caso statico, con il risultato di inibirne la formazione e lo sviluppo [31].

La tendenza alla generazione di vortici magnetici si nota comunque anche nella simulazione con polarizzazione p . Osservando le correnti nel piano della simulazione per la zona finale del canale (fig.2.26), per $t = 650$, notiamo la presenza di una modulazione regolare in corrispondenza delle pareti laterali, che ricorda i primi stadi ($t = 425$) della formazione dei vortici che abbiamo trovato nelle simulazioni con impulso polarizzato s (fig.2.27). Queste strutture però non si sviluppano accrescendo le loro dimensioni (sec.2.2), come abbiamo visto nelle precedenti simulazioni, ma rimangono di dimensioni ridotte, con un diametro di circa 4λ .

Il fatto che le linee di campo magnetico debbano essere comunque chiuse ci

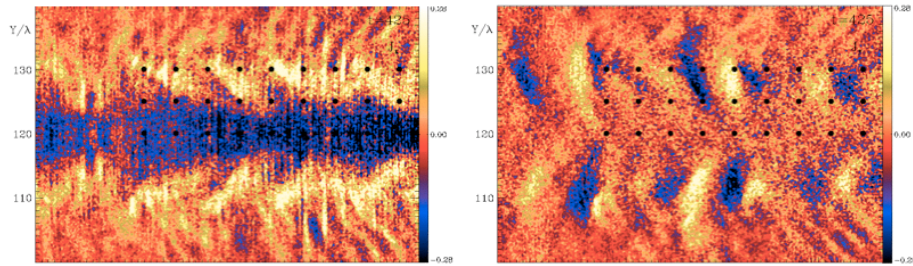


Figura 2.27: Dettagli delle componenti J_x e J_y della corrente nella parte finale del canale, per $t = 425\lambda/c$ e polarizzazione s dell'impulso. Si possono notare formazioni regolari periodiche che in seguito si svilupperanno formando le strutture osservate in sec.2.2 ($a_0 = 2.7, r_0 = 8\lambda, \tau_L = 0.5\text{ps}$, polarizzazione s).

porta ad ipotizzare che la struttura di vortici magnetici osservata in 2D possa essere pensata in 3D come una successione di “ciambelle” di flusso centrate sull’asse di propagazione dell’impulso. Eventualmente l’intensità del campo magnetico, e quindi il diametro della ciambella, potrà essere diversa tra i piani s e p .

La topologia 3D del campo elettrico oscillante associato alla parte “cavitonica” delle strutture è più difficile da caratterizzare. Tuttavia come sarà mostrato nel prossimo capitolo i risultati che analizzeremo sono interpretabili in base agli effetti dei campi magnetici quasistatici, e quindi non direttamente dipendenti dalle ipotesi che si potrebbero fare sulla struttura dettagliata delle strutture “ibride” (cioè che mischiano la natura di vortice magnetico stazionario con quella di cavitone elettromagnetico a bassa frequenza), nell’attesa di future simulazioni 3D.

Capitolo 3

Diagnostica dell'interazione laser plasma

Uno dei risultati più importanti che sono stati ottenuti recentemente negli esperimenti di interazione laser-plasma è l'osservazione di fasci di ioni energetici prodotti irradiando un film di metallo sottile. In particolare in un certo numero di esperimenti condotti negli ultimi anni, con differenti apparati laser e sotto diverse condizioni di interazione è stata registrata l'emissione di protoni con energie fino ad alcune decine di MeV [34–36].

Questi fasci di protoni accelerati da impulsi corti ($\tau_L < 1\text{ps}$) e ultraintensi ($I\lambda^2 > 10^{18}\text{W/cm}^2\mu\text{m}^2$) mostrano un notevole grado di collimazione e di laminarità, una alta energia di cut-off spettrale e sono emessi lungo la direzione normale alla superficie posteriore (non irradiata) del bersaglio.

In questo capitolo sarà presentato l'utilizzo dei protoni per la diagnostica dei campi lentamente variabili generati nell'interazione laser-plasma, mediante la tecnica "proton probing" [44]. In particolare saranno analizzati alcuni risultati sperimentali che si ottengono applicando questa tecnica allo studio dell'interazione laser-plasma che verranno interpretati con il supporto delle simulazioni PIC 2D descritte nei precedenti capitoli.

3.1 Produzione e caratteristiche del fascio di protoni

In questa sezione sono riassunti brevemente i meccanismi di generazione dei fasci di protoni utilizzati nella diagnostica dei campi elettromagnetici e le

loro caratteristiche.

Una descrizione più dettagliata è presentata in [33] e nei riferimenti in esso contenuti.

3.1.1 Accelerazione di ioni

L'accelerazione di ioni per interazione di un laser ad alta intensità con un bersaglio solido è stata studiata sia teoricamente che numericamente (tramite simulazioni PIC) e numerosi modelli sono stati proposti per interpretare i dati sperimentali.

I meccanismi maggiormente proposti e che sembrano essere più rilevanti per i regimi sperimentali attualmente accessibili sono legati a forti campi elettrici molto intensi (\sim TV/m) generatisi in conseguenza dell'accelerazione di elettroni ad alta energia nell'interazione tra l'impulso laser ed il plasma prodotto alla superficie del bersaglio.

In fig. 3.1 è mostrata la tipica configurazione della densità di carica e dei campi elettrici che segue l'interazione di un bersaglio solido sottile con un impulso ad alta intensità : gli elettroni sulle superfici si allontanano dal bersaglio mentre gli ioni sono inizialmente fermi.

Gli elettroni che vengono espulsi dalla parte anteriore del bersaglio (sulla quale incide il laser) creano un campo elettrico dovuto alla separazione di carica, che accelera gli ioni all'indietro (verso la sorgente laser), mentre quelli che sono espulsi dalla parte posteriore li accelerano in avanti (nella direzione di propagazione del laser). Il fascio accelerato in avanti tuttavia mostra una maggiore qualità ed ha associate energie maggiori, quindi è di maggiore interesse a scopo applicativo.

Ci sono più meccanismi che accelerano gli elettroni in avanti, all'interno del bersaglio, che dipendono dalle caratteristiche del bersaglio e dell'interazione, che possiamo dividere in due casi, a seconda del gradiente di densità nella parte anteriore del bersaglio.

Quando è presente un gradiente di densità elettronica alle superficie del bersaglio elettroni veloci sono accelerati in avanti attraverso "vacuum heating" o assorbimento risonante [47, 48] e le energie tipiche degli elettroni sono tali che il loro libero cammino medio sia maggiore dello spessore del bersaglio utilizzato. Un differente meccanismo è dato dalla generazione di uno "shock" elettrostatico causato dalla forza ponderomotiva del laser nella parte anteriore del bersaglio. I modelli presentati per descrivere questo meccanismo [49–51] mostrano come la pressione di radiazione causi una in-

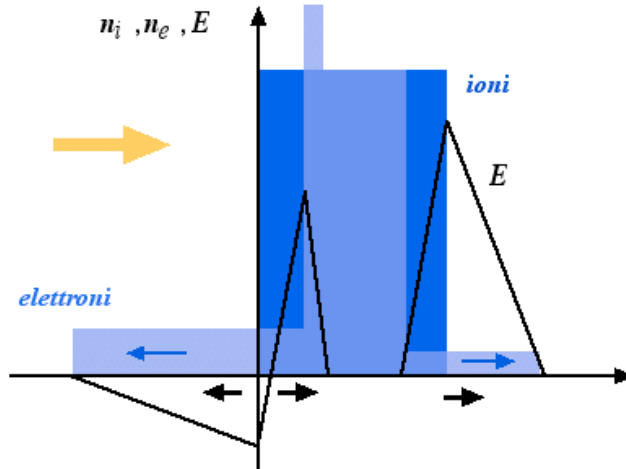


Figura 3.1: Rappresentazione schematica della distribuzione di carica e del campo elettrico che seguono l'interazione di un bersaglio solido sottile con un laser ad alta intensità. Le frecce nere in basso indicano la direzione del moto degli ioni.

flessione nella superficie anteriore del bersaglio [52], eccitando un'onda ionocustica all'interno del plasma. Questa a sua volta può evolvere in uno shock elettrostatico che accelera gli ioni.

3.1.2 Caratteristiche del fascio di protoni

Lo spettro associato ai protoni che vengono prodotti nell'interazione tra laser e bersaglio ad alte intensità è approssimabile con un esponenziale di Boltzmann con una temperatura caratteristica pari ad alcuni MeV, una energia di cutoff spettrale nel range dei 10 – 55 MeV ed un numero totale di protoni prodotti pari a $10^{11} - 10^{13}$ [34–36]. Ad esempio in [35], dove viene utilizzato un laser con intensità di picco pari a $3 \times 10^{20} \text{Wcm}^{-2}$, la temperatura caratteristica stimata è di circa 4 MeV, il cutoff spettrale è attorno ai 58 MeV e l'efficienza è $\sim 12\%$. Intensità minori danno in genere energie minori, ma sempre dell'ordine di grandezza dei MeV, ed efficienze $\sim 1\%$ [33].

I protoni hanno origine dagli strati di vapor acqueo e idrocarburi che

contaminano la lamina principalmente sulla superficie [45] e, dato che hanno il migliore rapporto carica-massa, sono favoriti rispetto agli altri ioni nel processo di interazione, con l'effetto aggiuntivo di schermare gran parte dell'azione del campo elettrico degli elettroni verso gli ioni più pesanti [53].

Per quanto riguarda la loro provenienza ci sono state interpretazioni contrastanti dei risultati sperimentali secondo due diversi modelli : uno suggeriva che questi fossero accelerati dal lato anteriore del bersaglio [34,36,37], dove si trova il laser, l'altro dalla parte posteriore [35,38,39]. Recenti evidenze sperimentali [42] tuttavia supportano con forza la validità del secondo modello rispetto al primo.

L'emissione avviene entro uno stretto angolo di divergenza, che diminuisce all'aumentare dell'energia dei protoni e risulta inferiore ai 15° per energie dell'ordine dei 10MeV.

Le dimensioni dell'area da cui vengono emessi i protoni sono in genere dell'ordine di qualche decina di μm e possono essere misurate imprimendo una modulazione periodica sulla superficie del bersaglio [41] : la deformazione si si riflette nel fascio di elettroni accelerati che a loro volta inducono una modulazione nella distribuzione angolare dei protoni, permettendo di risalire alle dimensioni della regione da cui sono stati emessi. Inoltre da questo tipo di misure è possibile conoscere l'angolo di divergenza in funzione della posizione della sorgente.

Una ulteriore caratteristica del fascio è l'alto grado di laminarità, che può essere espresso in termini della emittanza : i bassi valori dell'emittanza trasversale misurata ($\sim 4 \times 10^{-3} \text{mm} \cdot \text{mrad}$ [43]) mostrano che il comportamento degli ioni è approssimabile con quello che si avrebbe nel caso di emissione da una sorgente virtuale puntiforme collocata davanti al bersaglio.

3.2 La tecnica “proton probing”

Lo sviluppo del “proton probing” ha fornito uno strumento fondamentale per lo studio dei processi che si verificano durante la propagazione di un impulso laser in un plasma.

La tecnica prevede l'utilizzo di un fascio di protoni come mezzo per sondare l'evoluzione dei campi elettrici e magnetici durante l'interazione di un impulso laser con un secondo bersaglio.

I protoni vengono diretti verso la regione da investigare, subiscono una

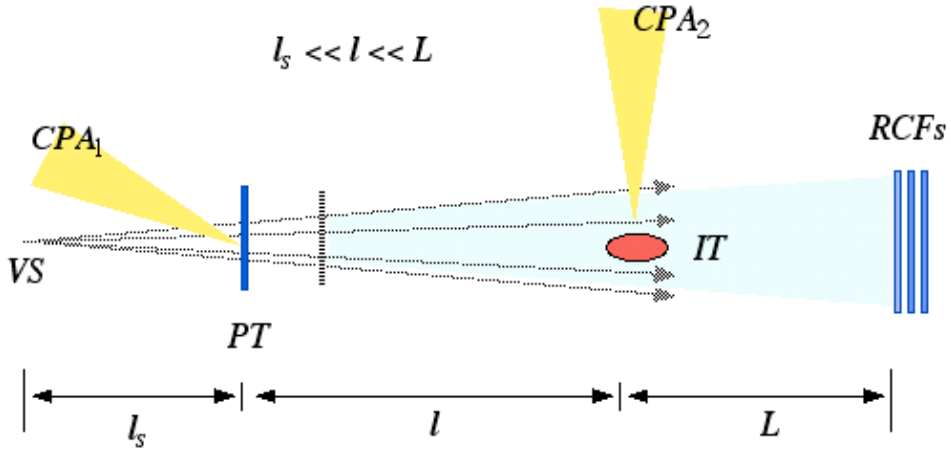


Figura 3.2: Tipica disposizione di laser, bersagli e detector in un esperimento di diagnostica con l'uso di un fascio di protoni : la sorgente virtuale si trova prima del bersaglio da cui ha origine il fascio; questo attraversa poi il bersaglio in cui avviene l'interazione ed infine raggiunge il rivelatore. Tra il bersaglio che viene sondato e il detector può essere inserita una griglia per misure di deflettometria.

deflessione che dipende dai campi presenti e successivamente raggiungono il rivelatore.

Dato l'alto grado di laminarità del fascio, le caratteristiche dell'emissione sono le stesse che si avrebbero per una sorgente puntiforme, collocata prima della lamina irradiata. Si ottiene quindi una proiezione della regione che viene attraversata dal fascio con una magnificazione data da

$$M = \frac{l_s + l + L}{l + l_s} \quad (3.1)$$

dove l_s , l e L sono rispettivamente la distanza tra sorgente virtuale e reale, tra oggetto da sondare e sorgente reale e tra detector e oggetto da sondare (i valori tipici di queste distanze sono $l_s \simeq 10 - 100 \mu\text{m}$, $l \simeq 1 - 4 \text{mm}$, $L \simeq 3 - 4 \text{m}$, per cui $M \simeq (l + L)/l$). In fig.3.2 è mostrata schematicamente la tipica disposizione di laser, bersagli e rivelatore.

Tra il bersaglio da cui sono emessi i protoni e quello in cui avviene l'interazione può essere posizionata anche una griglia metallica che ha la funzione di

imprimere una trama periodica nella sezione trasversale del fascio di protoni. In questo modo è possibile misurare direttamente la deflessione subita dai protoni che arrivano al rivelatore dalle deformazioni che si registrano nella proiezione della trama da cui è possibile ottenere informazioni sull'intensità dei campi.

La tecnica inoltre sfrutta il fatto che il fascio presenta uno spettro di energia piuttosto ampio : i protoni con differente energia raggiungono e attraversano il bersaglio da sondare per tempi differenti quindi, impiegando un rivelatore che sia in grado di distinguere le differenti componenti spettrali, è possibile separare i contributi che corrispondono a diversi istanti dell'interazione.

A questo scopo si utilizza un detector composto da un pacchetto multistrato di film radiocromici in cui ogni strato funge da filtro per il successivo, selezionando i protoni a seconda della loro energia. Un film radiocromico è un oggetto formato da uno o due strati di componente attiva ricoperti da un substrato di poliestere. Il mezzo attivo, trasparente prima dell'irraggiamento, è costituito da un monomero microcristallino della classe molecolare del diacetilene, disperso in una matrice gelatinosa, dove, in conseguenza dell'esposizione, si verifica una reazione che ha come risultato la produzione di un polimero colorante, con un caratteristico picco di assorbimento attorno ai 675nm. Il mezzo attivo quindi sviluppa un caratteristico colore blu scuro ed è stato evidenziato sperimentalmente che la sua densità ottica dipende soltanto dalla quantità di radiazione assorbita. I protoni che raggiungono il detector penetrano nel pacchetto di film radiocromici, rilasciando la maggior parte della loro energia in corrispondenza del picco di Bragg.

La profondità di penetrazione sarà maggiore per i protoni più energetici per cui, dato che i diversi strati selezioneranno quelli che hanno il picco di Bragg collocato all'interno del proprio mezzo attivo, sarà possibile distinguere i contributi di diversa energia. Ad ogni strato corrisponde quindi uno stadio dell'evoluzione dei campi nel bersaglio sondato, che può essere ricostruita e studiata sulla base della distribuzione di densità protonica che si osserva sui films. Va sottolineato che ogni film radiocromico è sensibile prevalentemente ai protoni che hanno una perdita di energia molto alta in corrispondenza del picco di Bragg, producendo una immagine con un alto contrasto. Gli elettroni che vengono prodotti assieme ad essi invece appaiono in generale come un sottofondo diffuso e a basso contrasto.

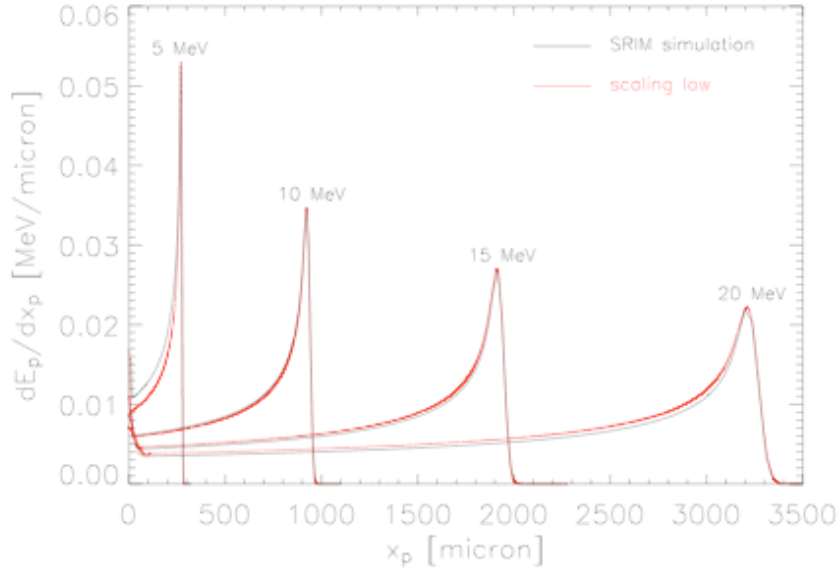


Figura 3.3: Tipiche curve di Bragg che mostrano la perdita di energia dei protoni che penetrano all’interno di un pacchetto di film radiocromici [46].

3.3 Principio del “proton probing”

I protoni che attraversano il bersaglio da sondare subiscono una deflessione dovuta alla presenza dei campi elettromagnetici generati nell’interazione laser-plasma, acquisendo una velocità trasversa

$$\delta \mathbf{v}_{\perp} = \frac{e}{m_p} \int_d \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}}{c} \right)_{\perp} dt \quad (3.2)$$

per un protone di velocità v_p che attraversa una regione di estensione lineare d .

Trascurando per il momento la divergenza angolare iniziale del fascio ed approssimando per piccole deflessioni angolari, possiamo stimare lo spostamento trasversale $\Delta \mathbf{Y}$ dovuto ai campi

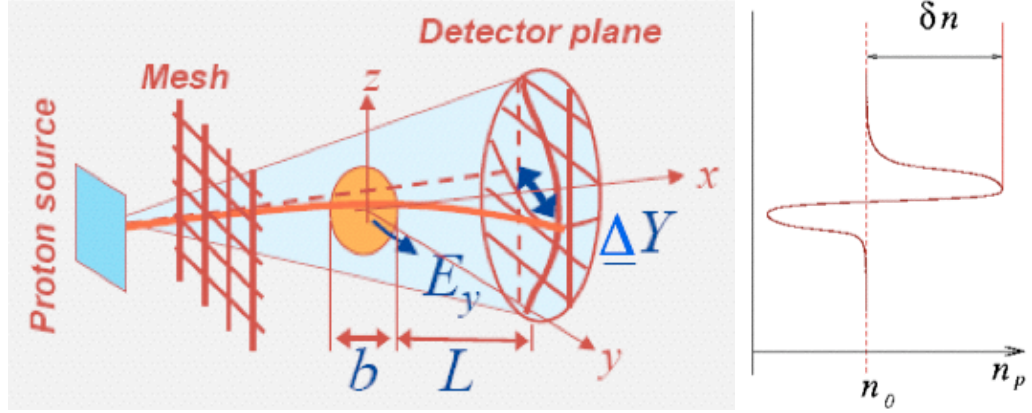


Figura 3.4: La deflessione dei protoni viene misurata direttamente dalla deformazione dell'immagine impressa dalla griglia. Inoltre è possibile misurare la variazione δn della densità rispetto a n_{0p} , che si avrebbe in assenza di campi.

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{Y} &= |\delta \mathbf{v}_\perp| \Delta t \simeq \frac{eL}{2\epsilon_p} \int_d \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}}{c} \right)_\perp dx \\ &\simeq \frac{eL}{2\epsilon_p} \left\langle \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}}{c} \right)_\perp \right\rangle \end{aligned} \quad (3.3)$$

dove abbiamo utilizzato l'approssimazione

$$v_x = \frac{dx}{dt} \simeq v_p \quad (3.4)$$

Nella (3.4) $\Delta t \simeq L/v_p$ è il tempo impiegato dal protone per percorrere la distanza tra la zona in cui sono localizzati i campi e il rivelatore e $\epsilon_p = m_p v_p^2/2$ indica l'energia del protone.

Se tra sorgente e campione è interposta una griglia opportuna, la deviazione $\Delta \mathbf{Y}$ viene misurata direttamente dalla deformazione che si registra nell'immagine impressa dalla griglia (fig.3.4) nella proiezione della sezione trasversale del fascio, quindi è possibile ottenere informazioni sulla distribuzione dei campi o sul loro valore medio.

Inoltre la presenza dei gradienti dei campi che provocano la deflessione dei protoni ha anche l'effetto di produrre una modulazione δn nella densità

di protoni n_p che si trova sul piano del rivelatore, che può essere scritta come

$$n_p = n_{0p} + \delta n_p \quad (3.5)$$

dove n_{0p} è la densità imperturbata, che si avrebbe in assenza di campi.

Se le traiettorie dei protoni non si intersecano, e quindi il fascio si comporta come un fluido, troviamo che le modulazioni nella densità prodotte dai campi sono descritte dalla relazione

$$\frac{\delta n_p}{n_{0p}} \simeq -\frac{1}{M} \nabla_{\perp} \Delta \mathbf{Y} = -\frac{2\pi e L}{\epsilon_p M} \int_b \left(\rho - \frac{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{J}}{c^2} \right) dx \quad (3.6)$$

$$\simeq -\frac{2\pi e L b}{\epsilon_p M} \left\langle \rho - \frac{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{J}}{c^2} \right\rangle \quad (3.7)$$

dove M è la magnificazione geometrica dovuta alla divergenza del fascio.

Nel “proton imaging” la quantità $\frac{\delta n_p}{n_{0p}}$ viene direttamente misurata e, se possiamo trascurare il termine $\frac{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{J}}{c^2}$, la mappa della densità protonica ottenuta da queste misure corrisponde ad una proiezione della densità di carica nel plasma che viene sondato dal fascio, fornendo allo stesso tempo informazioni sui gradienti dei campi.

Inoltre, come abbiamo visto, le informazioni che si ottengono dai dati della deflessione e della densità protonica sono registrate in corrispondenza di istanti differenti dell’interazione, grazie alle caratteristiche del rivelatore, costituito da una pila di film radiocromici, che selezionano i protoni in base alla loro energia.

L’energia posseduta dai protoni ne determina il tempo di volo dalla sorgente fino al bersaglio da sondare secondo la relazione

$$\tau_0 = l \sqrt{\frac{m_p}{2\mathcal{E}_p}} \quad (3.8)$$

che permette di ricostruire, noti gli spettri e quindi le energie che corrispondono ad ogni film, i diversi stadi dell’evoluzione dei campi.

3.4 Risoluzione e sensibilità del “proton probing”

Per quanto riguarda la sensibilità nella misura della deflessione dei protoni, il limite è dato essenzialmente dal rumore presente nel deflettogramma: l’im-

magine impressa dalla griglia nella sezione trasversale del fascio infatti presenta anche deviazioni spurie dovute alle disuniformità intrinseche presenti nel fascio stesso.

Questo porta ad avere una deflessione misurabile minima $\Delta Y_{min} \sim 100\mu\text{m}$, pari a circa 1/5 della spaziatura della griglia. Per una estensione tipica della distribuzione di campo $b \sim 500\mu\text{m}$, con $\epsilon_p \sim 1\text{MeV}$ e una distanza L di alcuni mm questo corrisponde ad avere un campo rilevabile minimo dell'ordine di 10^7V/m .

Per il “proton imaging” invece la sensibilità è determinata dalla minima modulazione misurabile nella densità protonica, che è stimata $\delta n_p/n_{0p} \sim 0.05$. Per $L \sim \text{cm}$, $M \sim 10$ e $b \sim 500\mu\text{m}$ questo corrisponde ad un gradiente minimo di circa 10^{11}V/m^2 ed una densità $\rho \sim 10^{-6}\text{C/cm}^3 \approx 10^{13}\text{cm}^{-3}$.

La risoluzione spaziale è data da due fattori : la dimensione della sorgente virtuale dei protoni e la divergenza dovuta agli urti dei protoni nel rivelatore divisa per la magnificazione.

Il risultato di questi due processi produce un effetto dello stesso ordine di grandezza sulla risoluzione, infatti la dimensione della sorgente virtuale è inferiore ai $10\mu\text{m}$ mentre l'effetto degli urti produce un allargamento di tipico di $10 - 10^2\mu\text{m}$ con una magnificazione che è circa $10 - 20$.

Quindi si ottiene una risoluzione spaziale di qualche μm in ogni caso.

La risoluzione temporale nel “proton imaging” dipende dalla durata totale del fascio, dal tempo di volo dei protoni all'interno delle regioni che vengono sondate e dalla risoluzione temporale del rivelatore stesso. Il primo e l'ultimo fattore portano ad una risoluzione dell'ordine di alcuni ps mentre per il tempo t_f dei protoni dipende dalla loro energia e dalle dimensioni della struttura che viene attraversata.

Se abbiamo una struttura con dimensioni dell'ordine dei μm , quindi al limite della risoluzione spaziale, avremo $\tau_0 = \frac{b}{\sqrt{2\epsilon_p/m_p}} \sim 10^{-2}\text{ps}$ per protoni di energia $\epsilon_p \sim 10\text{MeV}$, mentre per una struttura di alcune centinaia di μm il tempo di transito può raggiungere la decina di ps.

3.5 Risultati sperimentali

In questa sezione saranno presentati i risultati di alcuni recenti esperimenti [55] condotti al Rutherford Appleton Laboratory in cui viene sfruttata la tecnica che abbiamo appena descritto, che verranno poi confrontati con le

simulazioni PIC 2D ottenute per un range di parametri vicino a quelli che caratterizzano gli esperimenti.

Questi esperimenti sono effettuati utilizzando il sistema laser Nd:glass VULCAN [54], che fornisce due impulsi CPA (*chirped pulse amplified*) con una lunghezza d'onda di $1.054\mu\text{m}$ di durata pari a 1.3ps , focalizzati in modo tale da avere un diametro di circa $10\mu\text{m}$, ed una intensità massima di $1.5 \times 10^{19}\text{Wcm}^{-2}$.

Uno dei due fasci (che indicheremo con CPA_1) viene fatto propagare attraverso un gas di He che proviene da un nozzle supersonico, di apertura pari a 2mm , con una pressione di 50bar . Questo è preceduto da un preimpulso della durata di 300ps che ionizza completamente il gas in una regione di diametro molto maggiore rispetto all'impulso principale che vi si propagerà successivamente.

Dagli interferogrammi vediamo che questa ha un diametro di circa $70\mu\text{m}$ ed un profilo di densità elettronica che cresce linearmente lungo l'asse di propagazione da $n \sim 0$ a $n \sim 0.13n_c$ (fig.3.5).

La propagazione dell'impulso e la successiva evoluzione del plasma che si è formato viene sondata trasversalmente con il fascio di protoni prodotto dall'interazione del secondo laser (CPA_2) con una lamina sottile (tipicamente una lamina di *Au* dello spessore di $10\mu\text{m}$) e quindi osservata per diversi istanti dell'evoluzione, attraverso le proiezioni risolte nel tempo che si ottengono con questa tecnica.

Nelle immagini le coordinate x ed y si riferiscono al piano dell'oggetto sondato che interseca l'asse del fascio in $x = 0$, $y = 0$. La propagazione dell'impulso (CPA_1) avviene lungo l'asse x , da sinistra verso destra.

Ad ogni proiezione è associato un tempo di arrivo $\tau(\mathcal{E}_p)$, calcolato in base all'energia dei protoni che viene registrata dal corrispondente film radiocromico, a partire da un istante di riferimento $t = 0$ che viene fatto coincidere con il momento in cui si stima che arrivi il picco di intensità del CPA_1 nel suo piano focale $x = 0$.

A causa della divergenza del fascio il tempo τ in cui i protoni attraversano il piano dell'oggetto varia lungo l'asse x come

$$\tau(x, \mathcal{E}_p) \simeq t_0(\mathcal{E}_p) + \tau_0(\mathcal{E}_p) \left(\sqrt{1 + x^2/L_p^2} - 1 \right) \quad (3.9)$$

dove $L_p = l_s + l \simeq 0.3\text{cm}$ è la distanza tra la sorgente del fascio e il piano dell'oggetto, $\tau_0(x, \mathcal{E}_p) = L_p/\sqrt{2\mathcal{E}_p/m_p} \simeq 220\text{ps}/\sqrt{\mathcal{E}_p/\text{Mev}}$ è il tempo di volo

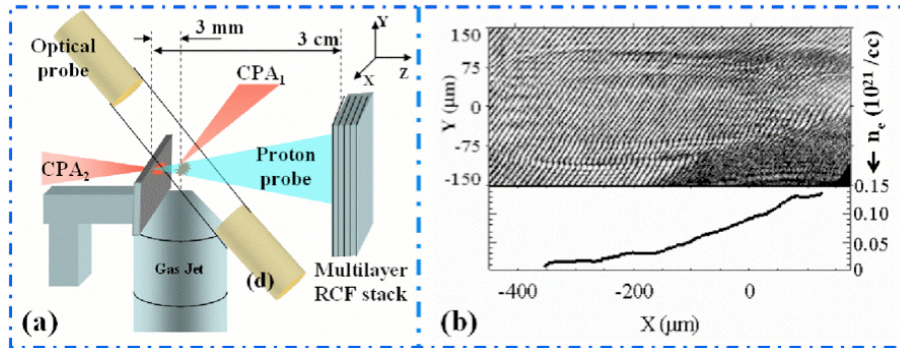


Figura 3.5: **a)** Schema della disposizione degli strumenti nell'esperimento **b)** In alto : interferogramma del plasma $25ps$ prima dell'arrivo dell'impulso (CPA_1) nel suo fuoco [in posizione $(0, 0)$]. In basso : il profilo di densità corrispondente lungo l'asse di propagazione per $(y = 0)$.

dalla sorgente al centro del suddetto piano (fig.3.7) mentre t_0 è una costante opportuna inserita per aggiustare l'origine dei tempi come desiderato, e non coincide con τ_0 .

Nelle fig.3.6 si osserva la comparsa di un canale chiaro con i bordi scuri, che indica la presenza di una regione di carica positiva attorno all'asse di propagazione, con un campo radiale che punta verso l'esterno. Questo può essere interpretato come il risultato dell'espulsione degli elettroni dalla regione centrale da parte della forza ponderomotiva radiale F_r , come osservato nelle simulazioni PIC 2D.

Successivamente è possibile notare la comparsa di una linea scura al centro del canale che suggerisce che si possa essere verificata una inversione di segno nel campo elettrico. Questo fenomeno, osservato nelle simulazioni 2D e nel modello 1D, avrebbe l'effetto di deviare i protoni verso l'asse e quindi ci si aspetta che possa produrre la linea nera. Tuttavia come vedremo in seguito, dobbiamo tenere conto anche degli effetti del campo magnetico, che possono contribuire o addirittura essere dominanti nel produrre questa caratteristica dell'immagine.

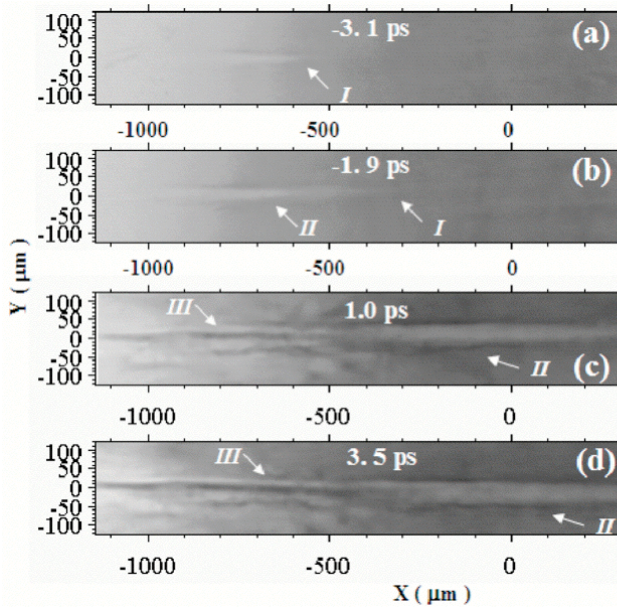


Figura 3.6: Proiezioni della zona in cui avviene l'interazione per tempi differenti [55], corrispondenti a due spari differenti, ottenute con il “proton imaging”. L'intensità del laser (CPA_1) è $4 \times 10^{18} W cm^{-2}$ per le immagini **a)** e **b)** mentre per **c)** e **d)** è $1.5 \times 10^{19} W cm^{-2}$. I tempi indicati sulle figure si riferiscono al tempo di arrivo nel piano dell'oggetto dei protoni che viaggiano lungo l'asse del fascio, prendendo come riferimento ($t = 0$) l'istante in cui si stima che il picco di intensità del laser (CPA_1) raggiunga il piano $x = 0$. Le regioni più chiare (scure) indicano zone di minore (maggiore) flusso di protoni. Sono indicate le caratteristiche principali : I) Il canale più chiaro che sta avanzando, II) la zona centrale del canale di carica positiva, III) la linea scura sull'asse del canale, nella parte finale.

3.6 Simulazioni di “particle tracing”

Per interpretare al meglio i dati che provengono dalle tecniche di “proton probing” si utilizza un programma che simula la propagazione di un fascio di protoni attraverso una data configurazione di campi elettrici e magnetici in evoluzione, con la stessa disposizione di rivelatore e bersagli che si ha negli esperimenti. Le traiettorie delle particelle sono seguite dalla sorgente virtuale, attraverso la regione in cui si trovano i campi fino al rivelatore,

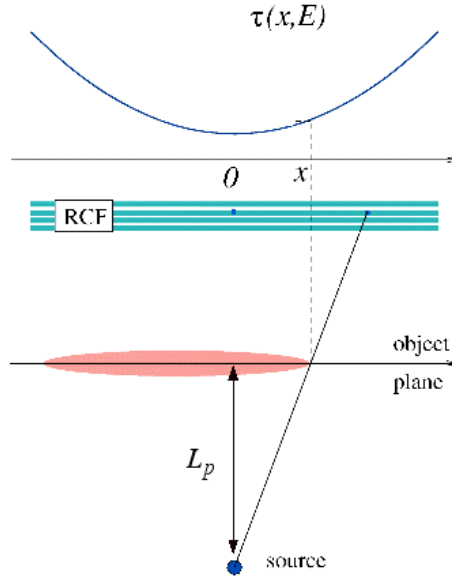


Figura 3.7: Dipendenza dalla divergenza del fascio dal tempo di volo τ dei protoni dalla sorgente al piano dell'oggetto.

utilizzando l'equazione del moto (non relativistica, per semplicità)

$$m_p \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}}{c} \right) \quad (3.10)$$

che viene integrata numericamente.

Il codice calcola la deflessione trasversa subita dai protoni prima e dopo l'interazione, in funzione della posizione trasversa, per riprodurre i risultati che si avrebbero nella deflettometria. Inoltre viene ricavata la densità di particelle relativa alla sezione trasversale del fascio che permette di visualizzare i dati che si otterrebbero dal “proton imaging” per quella data distribuzione dei campi.

La scelta della configurazione dei campi da inserire nel programma verrà effettuata sulla base dei risultati delle simulazioni 2D viste in precedenza, che riproducono la propagazione di un impulso laser in condizioni analoghe a quelle degli esperimenti che andremo ad analizzare.

L'obiettivo da raggiungere sarà quello di ottenere risultati per le proiezioni “proton imaging” simulate che siano in grado di riprodurre, nei limiti

dettati dalle approssimazioni effettuate, i dati sperimentali, a partire da un'espressione analitica in 3D dei campi che sia compatibile con le distribuzioni che osserviamo per le simulazioni PIC 2D.

Nel seguito assumeremo gli stessi riferimenti utilizzati nell'esperimento per gli assi cartesiani : l'asse x coinciderà quindi con l'asse di propagazione del laser che interagisce col plasma mentre l'asse z indicherà l'asse del fascio protonico.

3.6.1 Il canale ionico con campo radiale

Vediamo in primo luogo cosa si osserverebbe in una proiezione protonica relativa ai primi stadi dell'interazione in cui si genera un campo elettrico radiale ed uno magnetico azimutale, come mostrato in fig.2.3 e 2.4.

Per cercare di descrivere analiticamente questa distribuzione dei campi, il campo elettrico verrà approssimato con una funzione del raggio del canale r_0 e della coordinata radiale $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ di forma gaussiana

$$\mathbf{E}(r, r_0, t) = E_r \left(\frac{r}{r_0} \right) e^{-\frac{r^2}{2r_0^2}} e^{-\frac{(x-ct)^2}{2r_L^2}} \hat{r}, \quad (x - ct) \leq ct_s \quad (3.11)$$

e quello magnetico con un profilo gaussiano dello stesso tipo (??)

$$\mathbf{B}(r, r_m, t) = B_\phi \left(\frac{r}{r_m} \right) e^{-\frac{r^2}{2r_m^2}} e^{-\frac{(x-ct)^2}{2r_L'^2}} \hat{\phi}, \quad (x - ct) \leq ct'_s. \quad (3.12)$$

dove $\hat{\phi}$ rappresenta la direzione azimutale, con senso orario rispetto alla direzione di propagazione.

Notiamo che la (3.11) risulta coerente sia con il profilo osservato nelle simulazioni che con l'analisi effettuata in sec.2.2.2 in cui si assumeva che la forza ponderomotiva fosse inizialmente bilanciata dal campo elettrico : la forma del campo in questo caso sarebbe data da quella dell'impulso, secondo la relazione $F_p \simeq eE$. Successivamente questa relazione non può più essere considerata valida a causa del moto degli ioni ed in generale non è possibile fare ipotesi a priori sulla forma di $\mathbf{E}(r, r_o, t)$: questo viene espresso dalla condizione $(x - ct) \leq t_s$, dove t_s è il tempo stimato per cui la relazione di bilanciamento viene meno (2.2.2). (L'espressione del campo per $(x - ct) > t_s$ e i relativi risultati di "particle tracing" saranno analizzati nella sezione che

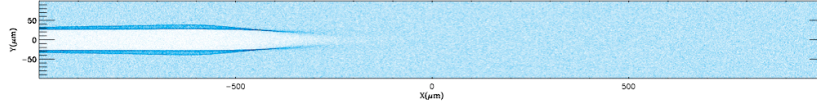


Figura 3.8: Simulazione del risultato di una proiezione protonica in caso di una distribuzione di campo elettrico radiale, di con distribuzione gaussiana e campo magnetico di forma analoga, con verso entrante sopra l'asse e uscente al di sotto : si osserva un canale chiaro (bassa densità protonica) con i bordi scuri. La magnificazione è $M \sim 10$.

segue.) Alla base dell'espressione del campo magnetico invece non vi è alcun modello specifico, in quanto il meccanismo che lo genera, legato alle correnti e all'accelerazione degli elettroni, ha una dinamica piuttosto complessa, che non si presta ad una descrizione semplificata. Per questo la (3.12) deriva esclusivamente dalla forma del campo magnetico che risulta dalle simulazioni, in cui vediamo (fig.2.4) che la sua ampiezza ha una dipendenza temporale simile a quella del campo elettrico radiale ed un profilo spaziale che può essere approssimato da una gaussiana in funzione della coordinata r e $r_m \simeq r_0$.

Inserendo queste espressioni nel programma che esegue la simulazione otteniamo la proiezione in fig.3.8 , che possiamo confrontare con la corrispondente sperimentale in fig.3.6.

Per ottenere questa immagine abbiamo utilizzato i valori $E_r = 3 \times 10^9 \text{V/cm}$ e $B_\phi = 10 \text{MGauss}$, scelti sulla base delle simulazioni, $r_m = r_0 = 10 \mu\text{m}$ e $r_L = r'_L = 0.5$ pari rispettivamente al valore del waist e alla metà della durata dell'impulso nell'esperimento e $t = -2 \text{ps}$ (misurato con lo stesso riferimento dell'esperimento, in cui $t = 0$ corrisponde all'istante in cui il picco di intensità del laser raggiunge l'asse di propagazione del fascio sonda). Il valore di t_s è scelto in modo da essere dell'ordine dei tempi per cui avviene la rottura del profilo di densità nelle zone raggiunte dall'impulso nei primi istanti della propagazione, per cui in base a quanto calcolato in sec.2.2.4, scegliamo $t_s = 0.5 \text{ps}$ e per quanto detto in precedenza, abbiamo preso $t_s = t'_s$.

In entrambe le figure possiamo osservare un canale chiaro, che indica una zona di carica positiva che ha deflesso i protoni, mentre ai bordi si ha una zona scura che corrisponde ad una densità protonica maggiore.

3.6.2 L'inversione del campo nel canale

Come abbiamo potuto osservare nelle simulazioni che abbiamo analizzato (sec.2.2), successivamente nel canale si verifica una inversione del campo elettrico radiale, che nella parte più interna adesso è diretto verso l'asse.

Per approssimare la forma della nuova distribuzione dei campi utilizziamo una funzione del tipo

$$E(r, r_0) = E_l \frac{(r - r_0)}{r_l} e^{-\frac{(r-r_0)^2}{2r_l^2}}. \quad (3.13)$$

In questo caso ($x - ct > t_s$) non utilizzeremo la dipendenza temporale nell'espressione campi dato che, come abbiamo detto in precedenza, per questo stadio dell'evoluzione dei campi la condizione di bilanciamento $F_p \simeq eE$ non è più valida ed il campo elettrico localizzato si forma per effetto degli ioni che si stanno accumulando ai bordi del canale.

La costante E_l , scelta in base ai risultati delle simulazioni ed è circa $3 \times 10^8 \text{V/cm}$, $r_0 = 15 \mu\text{m}$ è il raggio del canale che si può stimare dai dati sperimentali per questi tempi e l'estensione del campo ambipolare sulle superfici è $r_l = 3 \mu\text{m}$. Il campo magnetico è ancora dato dalla eq.(3.12) ma con $B_\phi = 8 \text{MGauss}$ inoltre, anche in questo caso scegliamo $r_m = r_0$, in quanto come è possibile vedere in fig.2.4, questo mantiene in generale una estensione spaziale che è circa la stessa del canale.

Otteniamo in questo caso (fig.3.9) il canale visto in precedenza, con al centro una linea più scura che indica che i protoni sono stati focalizzati in direzione dell'asse. In base ai risultati delle simulazioni di "particle tracing" effettuati con diversi valori dei campi elettrici e magnetici questo effetto sembra essere dovuto principalmente all'azione del campo magnetico ed alla divergenza del fascio sonda.

Infatti $\mathbf{B}_\phi \cdot \hat{z} < 0$ per $y > 0$, per cui i protoni con una componente positiva della velocità lungo la direzione x , $v_x > 0$, che si trovano nel semipiano $y > 0$, sono deflessi verso l'alto (\hat{y}) mentre, essendo $\mathbf{B}_\phi \cdot \hat{z} > 0$, per $y < 0$, quelli che si trovano nel semipiano $y < 0$ sono deflessi verso il basso ($-\hat{y}$), quindi si ha complessivamente un allontanamento rispetto all'asse. Viceversa i protoni con una componente della velocità $v_x < 0$, saranno focalizzati in direzione dell'asse. Il punto del canale in cui si ha il passaggio dalla focalizzazione alla defocalizzazione è localizzato nel semiasse x negativo in quanto i protoni avvicinandosi al canale con una data velocità v_z , subiscono per primo l'effetto

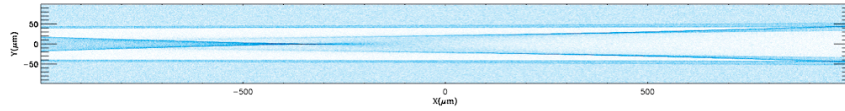


Figura 3.9: Simulazione del risultato di una proiezione protonica in caso di una distribuzione di campo radiale con inversione di segno nella parte interna del canale : si osserva la comparsa di una linea scura in corrispondenza dell'asse di propagazione (maggiore densità protonica).

della componente y del campo magnetico, che ne provoca una deflessione verso la direzione positiva dell'asse x .

Il campo elettrico invece dà luogo a linee chiare dai contorni scuri, ai bordi del canale e non interferisce con gli effetti di focalizzazione del campo magnetico. Al contrario nei primi stadi dell'interazione gli effetti del campo elettrico radiale dominavano su quelli del campo magnetico, allontanando i protoni dall'asse.

Gli effetti focalizzanti dei due campi in questo caso invece si sommano nel produrre la linea scura, contribuendo in maniera differente alla sua formazione: sulla base dei risultati delle simulazioni di “particle tracing”, con i valori del campo elettrico e magnetico che si osservano nelle simulazioni, il contributo maggiore può essere attribuito al campo magnetico, che dà luogo ad una linea stretta e molto intensa, mentre quello elettrico da solo darebbe luogo ad una linea molto più larga (dell'ordine delle dimensioni del canale) e meno intensa.

Questa caratteristica è la stessa che osserviamo nelle immagini sperimentali, dove le prime proiezioni protoniche mostrano il solo canale chiaro, mentre per stadi successivi dell'evoluzione è possibile osservare la comparsa di una linea scura centrale nella parte finale del canale (fig.3.6).

Un risultato simile è stato ottenuto con simulazioni della diagnostica che utilizzano una configurazione di campo elettrico derivante dal modello semplificato elettrostatico-ponderomotivo [55] descritto nel capitolo precedente (sec.2.2.2). Tuttavia in quel caso non veniva simulato il comportamento dei protoni in presenza del campo magnetico, che può avere un ruolo fondamentale per spiegare la permanenza nel tempo della linea scura nei dati sperimentali. Questa infatti rimane ben visibile per oltre 10ps, quando il canale si è ormai espanso e nelle simulazioni vediamo che il campo elettrico

ambipolare, debole e localizzato sulle pareti, è poco efficace nel focalizzare i protoni verso l'asse.

Il campo magnetico invece decade più lentamente e risulta in grado di deflettere i protoni anche per tempi molto lunghi.

Il ruolo del campo magnetico nella formazione della linea scura inoltre sembra essere ulteriormente confermato dal fatto che nei risultati sperimentali di “proton imaging” la linea non supera mai l'origine degli assi (che corrisponde al centro del fascio protonico), mentre se si trattasse di un effetto dovuto al campo elettrico che evolve come descritto in precedenza, non ci sono ragioni per cui questo si non dovrebbe verificare, almeno una volta, anche per la parte del canale situata in prossimità dell'origine degli assi o nella zona in cui $x > 0$.

3.7 Strutture coerenti nel canale

Un'altra caratteristica molto interessante che riscontriamo sia nelle simulazioni PIC 2D che nelle proiezioni che si ottengono con il “proton imaging” è la comparsa di strutture regolari, simili a “bolle”, all'interno dei canali (fig.3.10).

Possiamo ipotizzare che le strutture che si osservano nei dati sperimentali siano analoghe a quelle mostrate nelle simulazioni, in particolare alle cavità che vediamo all'interno dei canali laterali : l'idea è che anche le strutture rilevate dal fascio di protoni nel canale principale siano simili a queste ultime, e che si generino per tempi più lunghi rispetto alla durata delle simulazioni, quando anche la parte principale dell'impulso ha perso energia e subisce lo spostamento verso le basse frequenze. Nelle immagini sperimentali vengono osservate entrambe, come è possibile vedere in fig.3.10, dove a lato del canale principale si possono notare distintamente piccole strutture chiare, dall'aspetto di bolle, all'interno di un canale laterale.

La descrizione analitica dei campi per simulare i risultati di “proton-imaging” in presenza delle cavità risulta molto meno intuitiva rispetto alla configurazione dei campi che avevamo per il canale. In primo luogo è necessario immaginare una configurazione 3D dei campi che sia compatibile con i risultati che si ottengono per il caso 2D.

Supponiamo inizialmente di avere una struttura che abbia un campo magnetico con una forma a “ciambella”, con sezione ellissoidale che abbia l'asse maggiore lungo x , generata per una sorta di strozzamento del canale e simmetrica rispetto all'asse di propagazione dell'impulso. L'asse minore della

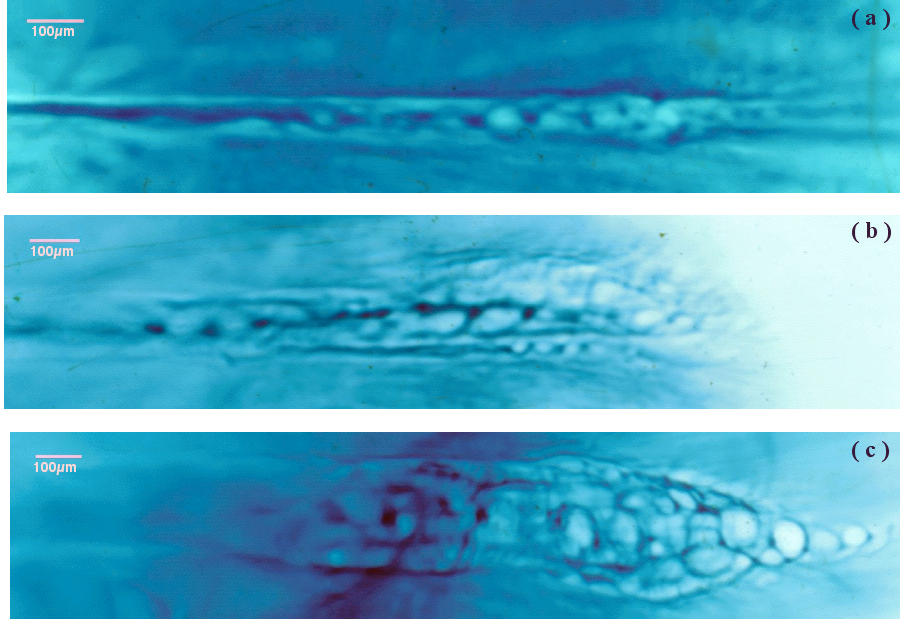


Figura 3.10: Proiezione ottenuta mediante “proton imaging” in cui si osservano **(a)**-**(c)** zone chiare, dall’aspetto di bolle, localizzate all’interno del canale principale e **(b)** in piccoli canali secondari ai lati del canale. I tempi a cui corrispondono le immagini sono rispettivamente **(a)** $t = 17\text{ps}$, **(b)** $t = 35\text{ps}$ e **(c)** $t = 140\text{ps}$

sezione sarà dato dal raggio r_c delle strutture osservate nelle simulazioni, ossia circa la metà di quello del canale e sarà descritto da una funzione del tipo

$$B(r_c) = B_c \frac{r_c}{\rho_c} e^{-\frac{r_c^2}{2\rho_c^2}} \hat{\phi} \quad (3.14)$$

Il campo elettrico invece ha simmetria sferica, è diretto radialmente dal centro della “ciambella” verso l’esterno ed è descritto da una funzione del raggio r_s

$$E(r_s) = E_r \frac{r_s}{\rho_s} e^{-\frac{r_s^2}{2\rho_s^2}} \hat{r}_s \quad (3.15)$$

Per ottenere l’immagine in fig.3.11 abbiamo affiancato 3 di queste strutture, delle stesse dimensioni, utilizzando $\rho_s = 2\rho_c$ ed il valore delle costanti

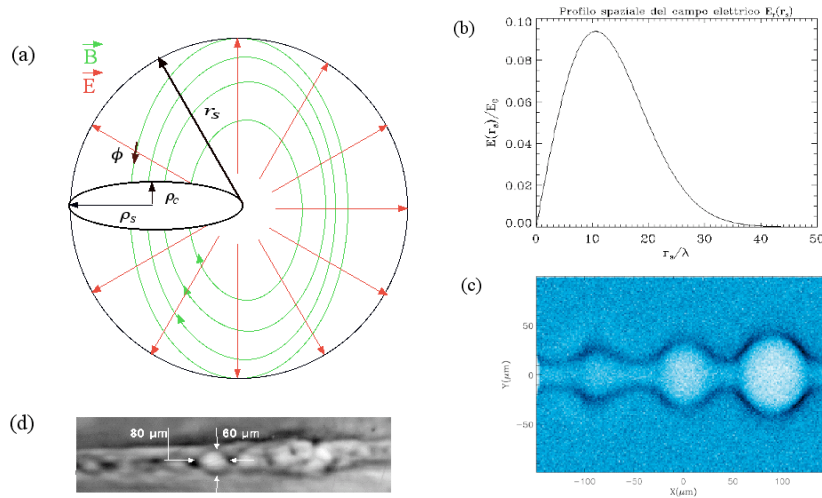


Figura 3.11: **(a)-(b)** Configurazione dei campi elettrico e magnetico ipotizzata per le strutture che si osservano nel canale. **(c)** Simulazione del risultato di una proiezione protonica in presenza di due strutture con una distribuzione dei campi del tipo mostrato in (a). **(d)** Dettaglio delle “bolle” che si osservano nelle immagini sperimentali per $t = 17\text{ps}$.

E_c e B_c è scelto in base ai risultati delle simulazioni PIC 2D in cui abbiamo circa $E_r \sim 0.1E_0 \sim 3 \times 10^9\text{V/cm}$ e $B_c \sim 30\text{MGauss}$.

Questa disposizione dei campi corrisponde in 2D al campo elettrico radiale che si osserva nel piano della simulazione nei primi stadi di formazione delle cavità ed al campo magnetico perpendicolare al suddetto piano, con verso uscente sotto l’asse del canale ed entrante al di sopra (fig.2.20).

La simulazione che riproduce la proiezione protonica che si otterrebbe per questa configurazione mostra la comparsa di zone chiare piuttosto nitide con contorni più scuri, dall’aspetto di una “bolla”, che si creano per l’effetto congiunto del campo elettrico radiale e del campo magnetico della struttura, che sta deflettendo i protoni.

Inoltre, come abbiamo osservato in precedenza, il campo magnetico produce una defocalizzazione dei protoni rispetto al centro del canale nella parte positiva dell’asse x , in conseguenza della divergenza del fascio protonico e questo ha il risultato di aumentare, nella proiezione, le dimensioni delle strutture che vediamo man mano che ci si sposta a destra rispetto al centro del fascio, rendendole contemporaneamente più chiare e nitide. Questo fa sì

che le strutture nella parte a destra ($x > 0$) del canale possano essere rivelate con maggiore facilità, anche in presenza di bassi valori dei campi, rispetto a quelle nella parte finale del canale che risultano molto meno visibili.

Per simulare l'evoluzione successiva dei campi delle cavità, al posto del campo radiale metteremo un campo elettrico localizzato, ambipolare, in corrispondenza delle superfici della sfera che idealmente contiene la struttura di campo (fig.3.12).

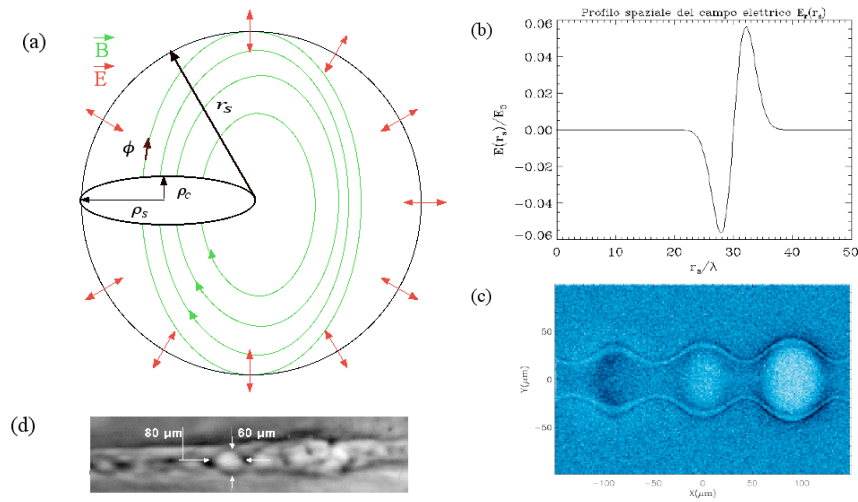


Figura 3.12: **(a)-(b)** Configurazione dei campi elettrico e magnetico ipotizzata per le strutture che si osservano nel canale, in cui è presente un campo elettrico ambipolare localizzato sulle superfici. **(c)** Simulazione del risultato di una proiezione protonica in presenza di due strutture con una distribuzione dei campi del tipo mostrato in (a). **(d)** Dettaglio delle “bolle” che si osservano nelle immagini sperimentali per $t = 17$ ps.

In questo caso otteniamo un risultato simile a quello visto in precedenza, con l'aggiunta di un anello più chiaro ai bordi della struttura. I valori dei campi relativi alla figura sono ricavati dai dati della simulazione per questo stadio dell'evoluzione, dove abbiamo $E_r \sim 6 \times 10^8$ V/cm e $B_c \sim 4$ MGauss. Come è possibile vedere dal confronto con le immagini sperimentali in fig.3.10 e più dettagliatamente in fig.3.12(d), le simulazioni di “proton imaging” che sono state effettuate sembrano riprodurre piuttosto bene le formazioni regolari osservate all'interno del canale e quindi avvalorano l'ipotesi che le strutture

coerenti che si osservano nelle simulazioni PIC 2D siano in relazione con le “bolle” chiare rilevate negli esperimenti.

Conclusioni

Dal confronto degli esperimenti di diagnostica dei campi con le simulazioni PIC 2D è stato possibile indagare molti aspetti dell'interazione di un laser ad alta intensità con un plasma sottodenso. In particolare è stata osservata la formazione di un canale *di bassa densità* all'interno del plasma, che si genera per l'azione congiunta della pressione di radiazione dell'impulso e di effetti relativistici (*self-channeling*), a cui sono associati campi elettrici e magnetici quasi statici.

Il campo elettrico è inizialmente radiale ed è dovuto all'espulsione degli elettroni dall'asse di propagazione ; successivamente, in conseguenza del moto degli ioni, evolve in un campo ambipolare localizzato ai bordi del canale. Per descrivere la dinamica di questa evoluzione è stato utilizzato un modello semplificato elettrostatico-ponderomotivo, le cui predizioni mostrano accordo qualitativo con le simulazioni.

Il campo magnetico è azimutale, ovvero ha simmetria di rotazione attorno all'asse e può essere fatto risalire alle correnti associate all'accelerazione degli elettroni nella direzione di propagazione dell'impulso. Per quanto nella formazione delle immagini sul rivelatore di protoni non sia possibile attribuire con certezza la deflessione dei protoni ai soli campi elettrici o ai soli campi magnetici, il quadro plausibile che è emerso dall'analisi è che nella fase iniziale siano predominanti gli effetti del campo elettrico dovuto alla separazione di carica, il quale tuttavia decade abbastanza rapidamente, cosicché a tempi più lunghi il ruolo maggiore sia giocato dal campo magnetico che ha decadimento più lento. Questa conclusione è stata supportata dall'osservazione che, rispetto al centro di simmetria del fascio di protoni, il campo magnetico azimutale tenderebbe a focalizzare verso l'asse i protoni con componente di velocità antiparallela alla direzione di propagazione dell'impulso, e a defocalizzare quelli con componente parallela, giustificando l'asimmetria apparente nelle immagini.

Per quanto riguarda le strutture regolari, dall’aspetto di bolle, che si osservano nell’esperimento, abbiamo visto, utilizzando le simulazioni di “particle tracing”, come queste possano essere fatte risalire alle cavità che vediamo nelle simulazioni PIC 2D. Nelle simulazioni PIC è stato osservato come a tempi lunghi le correnti elettroniche evolvano formando una doppia fila di vortici magnetici, disposti simmetricamente rispetto all’asse di propagazione. La configurazione che osserviamo, in cui una corrente negativa molto intensa, in corrispondenza dell’asse, è associata ad una corrente di ritorno sulle pareti del canale, porta ad ipotizzare che questi abbiano origine da instabilità di tipo Kelvin-Helmholtz, che darebbero luogo a file di vortici con caratteristiche analoghe.

Mediante le simulazioni di particle tracing è stato mostrato come una successione di “ciambelle” di flusso magnetico, pensate come un’estensione 3D della doppia fila di vortici in 2D, produca nelle immagini delle strutture a “bolla” qualitativamente simili a quelle osservate nell’esperimento.

Un’analisi ulteriore ha mostrato che al tempo stesso questi hanno una natura simile ai cosiddetti “post-solitoni” o “cavitoni elettromagnetici”, ovvero a microcavità autogenerate nel plasma che intrappolano campi elettromagnetici di bassa frequenza. Strutture con queste caratteristiche sono state sinora indagate principalmente a livello teorico e numerico ma raramente sono state osservate negli esperimenti. Nel nostro caso si può parlare di un tipo di struttura coerente “ibrida” che mescola la natura di vortice magnetico con quella di cavitone elettromagnetico.

Le informazioni che si ricavano dall’analisi degli spettri supportano l’ipotesi che i processi che ne determinano la formazione siano legati a instabilità di tipo Raman, a cui è associata un’onda di plasma di frequenza ω_p ed un’onda elettromagnetica di frequenza $\omega_s = \omega - \omega_p$. Al crescere dell’instabilità si può instaurare il regime di automodulazione dell’ampiezza dell’impulso, in cui si alternano focalizzazione e defocalizzazione del fascio, con una periodicità $\lambda_p = 2\pi/\omega_p$, che risulta in buon accordo con le dimensioni delle cavità. La modulazione con questa lunghezza d’onda a sua volta darebbe luogo alle componenti a bassa frequenza $\sim \omega_p$, che si registrano per i campi all’interno delle cavità.

Da questo studio quindi si possono ricavare importanti informazioni sulla generazione di strutture elettromagnetiche lentamente variabili in interazione laser-plasma, sebbene la limitazione delle simulazioni PIC al caso 2D lasci aperte molte questioni legate alla realtà 3D. Il buon accordo che abbiamo riscontrato tra molte caratteristiche presenti nelle immagini sperimentali e le

simulazioni supporta l'uso del "proton-imaging" come strumento valido per indagare la dinamica dei campi lentamente variabili.

Ulteriori conferme e sviluppi dell'analisi che abbiamo effettuato potranno venire in un prossimo futuro dallo sviluppo di codici (o dal potenziamento delle risorse computazionali) che permettano la realizzazione di simulazioni 3D per scale spazio temporali confrontabili con l'esperimento e dall'affinamento del "particle tracer".

In particolare per questo si prevede una versione che comprenda gli effetti della risposta del detector (la cui risposta alla dose di radiazione depositata in genere non è lineare) e che inoltre possa variare automaticamente i parametri dei campi fino a fare aderire la distribuzione protonica simulata a quella estrapolata dai dati sperimentali. Questo permetterà una stima rapida e accurata delle ampiezze dei campi corrispondenti ai vari punti della proiezione protonica e delle lunghezze che ne caratterizzano la distribuzione.

Bibliografia

- [1] A. Macchi, A. Bigongiari, F. Ceccherini, T. V. Liseikina, S. Borghesi, S. Kar, and L. Romagnani, *Plasma Phys. Contr. Fusion*, **49**, B71-B78, (2007).
- [2] A. Macchi, *Ion Acceleration and Coherent Structures Generation After Laser Pulse Self-Channeling*, EPS Conference on Plasma Physics, Varsavia, Luglio 02-06, 2007.
- [3] D. Bauer, P. Mulser, and W.H. Steeb, *Phys. Rev. Lett.* **75** 4622 (1995).
- [4] Paul Gibbon, *Short Pulse Laser Interaction with Matter*, Imperial College Press, London, 2005.
- [5] G. Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, P. Guzdar, *Phys. Fluids*, **30**, 526-532 (1987).
- [6] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, and G. Joyce, *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 2146-2148 (1988).
- [7] E. Esarey, and A. Ting, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1961 (1990).
- [8] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Reading, MA: Addison-Wesley (1988).
- [9] D. W. Forslund, J. M. Kinde, and E. L. Lindman, *Phys. Fluids.*, **18**, 1002-1016 (1975).
- [10] T. M. Antonsen, Jr and P. Mora, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 2204-2207 (1992).
- [11] W. B. Mori *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 1482-1485, (1994)

- [12] F. Califano, F. Pegoraro, and S.V. Bulanov., Phys. Rev. Lett., **84**, 3602-3605 (1999).
- [13] F. Califano, D. Del Sarto, and F. Pegoraro, Phys. Rev. Lett., **96** 105008, (2006).
- [14] H. Alfvén, Phys. Rev.,**55**, 425-429 (1939).
- [15] C. J. McKistrie and R. Birgham, Phys. Fluids. B, **4**, 2626-2633 (1992).
- [16] S. V. Bulanov, M. Lontano, T. Zh. Esirkepov, F. Pegoraro, and A. M. Pukhov, Phys. Rev. Lett., **76**, 3562 (1996).
- [17] N. M. Naumova *et al.*, Phys. Rev. Lett., **87**, 185004, (2001)
- [18] S. V. Bulanov, F. Califano, *et al.*, *Reviews of Plasma Physics*, vol. 22, p. 227 (2001).
- [19] A. Macchi *et al.*, arXiv:physics/0701139
- [20] N. M. Naumova, J. Koga, K. Nakajima, T. Zh. Esirkepov, S. V. Bulanov, F. Pegoraro, Phys. Plasma, **8**, 9 (2001).
- [21] N. M. Naumova, S. V. Bulanov, K. Nishihara, T. Zh. Esirkepov, and F. Pegoraro, Phys. Rev. E, **65**, 045402 (2002).
- [22] V. L. Ginzburg, *Application of Electrodynamics in Physics and Astrophysics*, Gordon and Breach, New York (1989).
- [23] M. Borghesi *et al.*, Phys. Rev. Lett.,**78**, 879, (1997).
- [24] Askar'yan, G. A., S. V. Bulanov, F. Pegoraro, and A. M. Pukhov, JETP Lett. **60**, 251 (1994).
- [25] A. M. Pukhov, Z. M. Sheng, and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Plasmas **6**, 2847 (1999).
- [26] A. M. Pukhov, and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. **79**, 2686 (1997).
- [27] A. M. Pukhov, and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. **76**, 3975 (1996).
- [28] M. Borghesi, *et al.*, 1998, Phys. Rev. Lett. **80**, 5137.

- [29] H. Ruhl, Y. Sentoku, K. Mima, *et al.*, 1999, Phys. Rev. Lett. **82**, 743.
- [30] F. Califano, R. Prandi, F. Pegoraro, and S. V. Bulanov, Phys. Rev. Lett. **58**, 7837, (1998).
- [31] S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, F. Pegoraro, and V. A. Vshivkov, Phys. Rev. Lett., **82**, 3440 (1999).
- [32] D. J. Acheson, *Elementary Fluids Dynamics*, Clarendon Press, Oxford (1990).
- [33] M. Borghesi, J. Fuchs, S. V. Bulanov, A. J. Mackinnon, P. K. Patel, and M. Roth, Fusion Science and Technology, **49**, 412 (2006).
- [34] E. L. Clark *et al.*, Phys. Rev. Lett., **84**, 670 (2000).
- [35] R. A. Snavely *et al.*, Phys. Rev. Lett., **85**, 2945 (2000).
- [36] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter, and V. Y. Bychenkov, Phys. Rev. Lett., **84**, 4108 (2000).
- [37] K. Nemoto, A. Maksimchuk, S. Banerjee, K. Flippo, G. Mourou, D. Umstadter, and V. Y. Bychenkov, Appl. Phys. Lett., **78**, 595 (2001).
- [38] S. P. Hatchett, *et al.*, Phys. Plasmas, **7**, 2076 (2000).
- [39] A. K. Mackinnon, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **86**, 1769 (2001).
- [40] J. Fuchs *et al.*, Phys. Rev. Lett., **91**, 255002 (2003).
- [41] H. Ruhul, T. Cowan, and J. Fuchs, Phys. Plasmas, **11**, L17 (2004).
- [42] M. Allen *et al.*, Phys. Rev. Lett., **93**, 265004 (2004).
- [43] T. E. Cowan *et al.*, Phys. Rev. Lett., **92**, 204801 (2004).
- [44] M. Borghesi *et al.*, Phys. Plasmas, **9**, 2214 (2002).
- [45] M. Borghesi *et al.*, Phys. Rev. Lett., **92**, 055003 (2004).
- [46] L. Romagnani, *Laser-plasma investigations employing laser-driven proton probes*, tesi di dottorato, Queen's University, Belfast (2005).
- [47] P. Gibbon, and A. R. Bell, Phys. Rev. Lett., **68**, 1535 (1992).

- [48] F. Brunel, Phys. Rev. Lett., **59**, 52 (1987).
- [49] J. Denavit, Phys. Rev. Lett., **69**, 3052 (1992).
- [50] A. Zhidkov, M. Uesaka, A. Sasaki, and H. Daido, Phys. Rev. Lett., **89**, 215002 (2002).
- [51] L. O. Silva, M. Marti, J. R. Davies, R. A. Fonseca, C. Ren, F. S. Tsung, and W. B. Mori, Phys. Rev. Lett., **92**, 015002 (2004).
- [52] S. C. Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett., **69**, 1383 (1992).
- [53] Y. Murakami *et al.*, Phys. Plasmas, **8**, 4138 (2001).
- [54] C. Dawson *et al.*, J. Mod. Opt., **45** 1653 (1998).
- [55] S. Kar *et al.*, New J. Phys., **9**, 402 (2007).

Ringraziamenti

In primo luogo vorrei ringraziare il mio relatore, Dott. Andrea Macchi, che mi ha seguita costantemente (anche in condizioni di salute proibitive) e con infinita pazienza nello svolgimento di questo lavoro di tesi.

Ringrazio la Dott.ssa Tatiana Liseikina con la quale ho lavorato a Pisa per l'interpretazione delle simulazioni PIC e il gruppo di Belfast, in particolare il Dott. Marco Borghesi, il Dott. Lorenzo Romagnani e il Dott. Carlo Alberto Cecchetti, per la loro grande disponibilità che mi ha permesso di realizzare una parte importante della tesi.

Ringrazio inoltre il Prof. Francesco Pegoraro, per l'interessamento e gli utili suggerimenti e il Dott. Francesco Ceccherini per la risoluzione dei problemi "tecnici" .

Un particolare ringraziamento va al mio "contesista" (termine coniato da lui stesso) Domenico, per il supporto morale e la risoluzione una gran parte di quella infinità di problemi, personali e non, sorti durante il periodo della tesi e Alistar che, occupando la scrivania a mio fianco, ha dovuto subire le nostre conversazioni.

Ringrazio anche Andrea, Laura, Matteo che in mi hanno aiutata in molte occasioni durante la mia permanenza nel loro studio.

Infine, ma non per la minore importanza, ringrazio la mia famiglia e i miei amici, in particolare Nicola (che considero ormai un fratello) ed Elena, che sono stati sempre presenti in quei momenti di stress che sono effetto collaterale di ogni tesi.