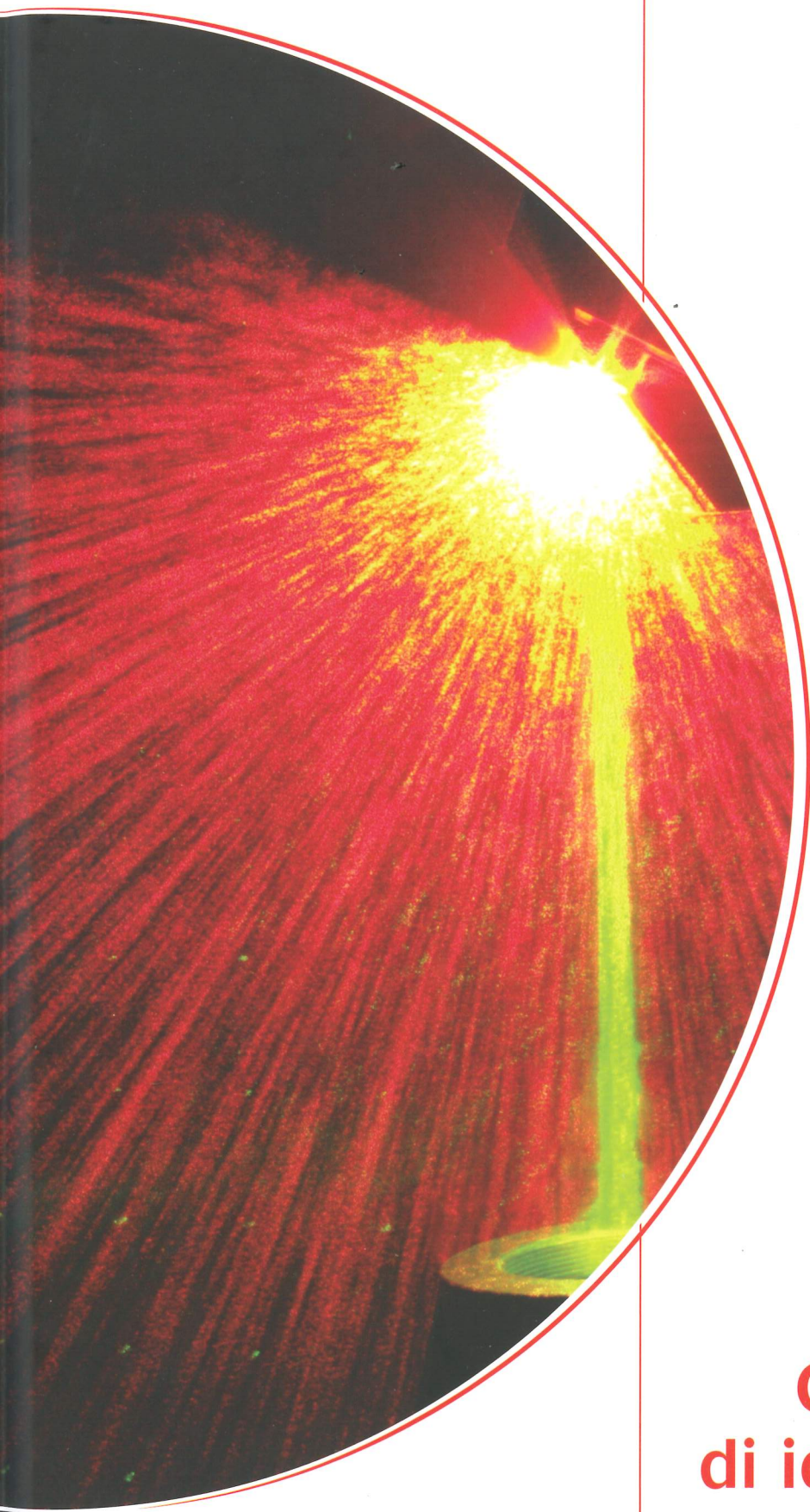


Consiglio Nazionale delle Ricerche



**Cinquant'anni
di idee luminose**

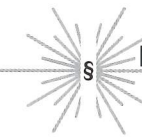


Leonida A. Gizzi

Istituto Nazionale di Ottica (INO) – CNR

UOS "Adriano Gozzini", Pisa

I laser per la fusione nucleare e per l'accelerazione di particelle con i plasmi



Introduzione L'Europa celebra i 50 anni del laser con grandi successi anche nello sviluppo, nella commercializzazione e nelle applicazioni scientifiche e tecnologiche dei laser di altissima potenza. I progetti di grandi infrastrutture laser denominati HiPER (High Power Laser for Energy Research) [i] ed ELI (Extreme Light Infrastructure) [ii] sono ormai maturi per passare dalla fase preparatoria alla fase di progettazione esecutiva o di realizzazione e contribuiscono in modo determinante alla crescita e alla competitività internazionale della comunità scientifica. Entrambi i progetti puntano alla costruzione di sistemi laser in grado di generare impulsi brevi ed ultrabrevi, con durate fino a poche decine di femtosecondi ($1\text{fs} = 10^{-15}\text{sec}$) di elevatissima potenza per differenti finalità. HiPER, il cui schema concettuale è riprodotto in Fig. 1, è destinato principalmente [iii] a studi sulla fusione per confinamento inerziale [iv], con l'obiettivo prioritario della dimostrazione della fattibilità scientifica di schemi di ignizione avanzati compatibili con i futuri reattori a fusione. HiPER permetterà inoltre la realizzazione di esperimenti di fisica in altri

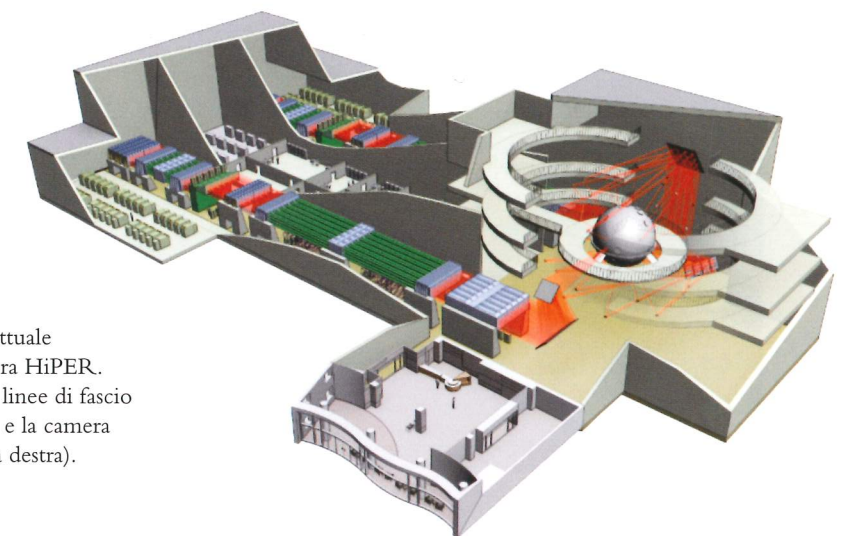


FIGURA 1
Progetto concettuale dell'infrastruttura HiPER. Sono visibili le linee di fascio laser (a sinistra) e la camera d'interazione (a destra).

settori quali la simulazione in laboratorio di eventi astrofisici (per esempio fenomeni legati alle esplosioni di supernove), la creazione di stati estremi della materia caratterizzati da alte densità di energie (per esempio materia calda e molto compressa, come quella che si ritrova nei nuclei dei pianeti giganti o all'interno di nane brune), l'accelerazione di particelle. Il progetto ELI mira invece alla realizzazione di più sistemi laser in grado di raggiungere condizioni fisiche caratterizzate da campi elettrici e magnetici di intensità estrema, con possibili applicazioni soprattutto nel campo dell'accelerazione di particelle e per studi di fisica fondamentale.

Anche grazie a questi progetti, in questi anni l'Italia ha mosso passi concreti nel settore dei laser di potenza e delle loro applicazioni ed è ormai prossima ad entrare a pieno titolo nella competizione per la diagnostica di plasmi fu sionistici, l'accelerazione multi-GeV di elettroni e l'accelerazione di ioni ed è altresì pronta ad adottare queste tecniche innovative nello studio di nuove applicazioni mediche alla diagnostica e alla radioterapia. Il 2010 registra l'entrata in attività, presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN, del più potente laser ad impulsi ultracorti della sua classe mai installato al mondo, in grado di produrre, 10 volte al secondo, impulsi laser ultracorti, fino a 300 TW di potenza ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$). Il laser denominato FLAME (Frascati Laser for Acceleration and Multi-disciplinary Experiments) (vedi Fig. 2) è l'elemento principale di un nuovo Laboratorio, progettato e realizzato in collaborazione con l'Istituto Nazionale di Ottica del CNR di Pisa dove dal 2000 opera il Laboratorio per l'Irraggiamento con Laser Intensi (ILIL) che per primo, in Italia, ha realizzato [v] l'accelerazione laser-plasma di elettroni ed ha messo a punto nuovi sistemi di indagine a raggi X per la diagnostica dei plasmi [vi]. Grazie alle potenzialità del nuovo sistema laser, il Laboratorio FLAME costituisce ormai il centro di attrazione di una vasta comunità di ricercatori di Enti ed Università distribuite sul territorio. Obiettivi del laboratorio sono la realizzazione di accelerazione di particelle ad altissimo gradiente con i plasmi e la messa a punto di nuove sorgenti di radiazione X accordabili per applicazioni mediche. È prevedibile che presso il laboratorio FLAME di Frascati si potranno estendere nel regime multi-GeV i risultati sull'accelerazione a plasma già sperimentate in altri laboratori internazionali di grande scala come Lawrence Berkley Laboratory (USA) dove sono stati accelerati elettroni fino ad 1 GeV in 3.3 cm. Per comprendere l'importanza di questi risultati nel panorama degli acceleratori di particelle, consideriamo che per raggiungere energie del GeV, gli acceleratori lineari basati su tecniche di accelerazione convenzionale a radiofrequenza, quali ad esempio l'acceleratore BATES dell'MIT [vii], richiedono lunghezze di circa 200 m e costi di decine o centinaia di volte superiori. Su scala ancora più ridotta, sistemi laser cosiddetti *table-top*, come quello in funzione presso il Laboratorio ILIL, si sono dimostrati efficaci nella generazione di elettroni di interesse [viii] per la radioterapia o per la produzione di radioisotopi, consentendo di concepire schemi di generatori di fasci di elettroni per applicazioni mediche di gran lunga più innovativi e potenzialmente più efficaci di quelli esistenti. È realistico prevedere che miniaturizzazione e controllo del processo

consentiranno, in un futuro non molto lontano, di trasferire queste tecnologie in ambito ospedaliero, anche in Italia.

Per quanto riguarda l'impiego dei laser di potenza per applicazioni energetiche, il 2010 si preannuncia un anno di svolta per la fusione inerziale guidata da laser. Con l'entrata in funzione del laser più potente del mondo presso la *National Ignition Facility* (USA) la l'ignizione della fusione nucleare guidata da laser in laboratorio è ormai prossima alla dimostrazione. Il raggiungimento della fusione inerziale in laboratorio costituirebbe il coronamento di decenni di studi sperimentali e di sviluppo di modelli teorici iniziati a partire dagli anni '60. Non è prevedibile quanto questo evento, tanto atteso dalla comunità scientifica, potrà avvicinarci allo sfruttamento commerciale dell'energia da fusione. Certamente molto dipenderà dall'entità dei finanziamenti che gli studi sull'energia da fusione laser saranno in grado di intercettare per la ricerca scientifica e tecnologica necessaria. Oltre allo sviluppo dei materiali, un futuro reattore a fusione-laser integrerà laser efficienti e a basso costo, in grado di operare con continuità e per lungo tempo. Il pompaggio di laser a stato con sorgenti basate su diodi laser (Diode Pumped Solid State Laser, DPSSL) è oggi lo schema più promettente per raggiungere questi obiettivi e il progetto HiPER sta aprendo nuove piste per raggiungere questi obiettivi.

Alla luce di quanto discusso sinora, il cinquantesimo anniversario del laser costituisce quindi un anno di svolta per le applicazioni scientifiche e tecnologiche emergenti anche per i laser di altissima potenza. Nuove e significative opportunità si aprono in settori di interesse universale quali la medicina, energia e la fisica fondamentale. Nel seguito approfondiremo queste prospettive concen-

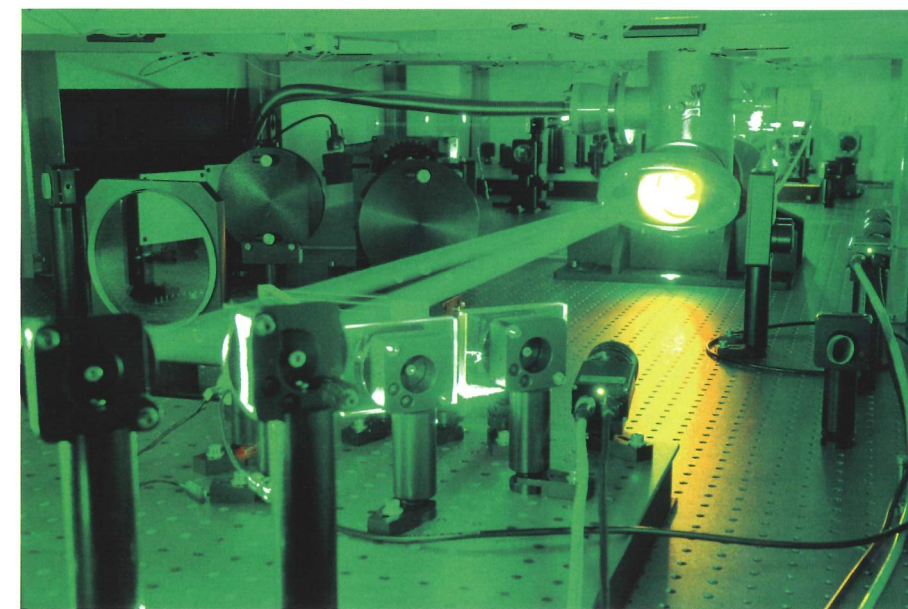


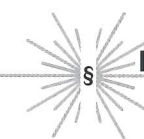
FIGURA 2
Un'immagine del laser FLAME che mostra il criostato dello stadio di amplificazione di potenza. I fasci laser verdi visibili in primo piano, vengono generati da laser al Neodimio e costituiscono la sorgente primaria per il pompaggio ottico del mezzo attivo (vedi anche Figura 7).

Leonida A. Gizzi

Istituto Nazionale di Ottica (INO) – CNR

UOS "Adriano Gozzini", Pisa

I laser per la fusione nucleare e per l'accelerazione di particelle con i plasm



Introduzione L'Europa celebra i 50 anni del laser con grandi successi anche nello sviluppo, nella commercializzazione e nelle applicazioni scientifiche e tecnologiche dei laser di altissima potenza. I progetti di grandi infrastrutture laser denominati HiPER (High Power Laser for Energy Research) [i] ed ELI (Extreme Light Infrastructure) [ii] sono ormai maturi per passare dalla fase preparatoria alla fase di progettazione esecutiva o di realizzazione e contribuiscono in modo determinante alla crescita e alla competitività internazionale della comunità scientifica. Entrambi i progetti puntano alla costruzione di sistemi laser in grado di generare impulsi brevi ed ultrabrevi, con durate fino a poche decine di femtosecondi ($1\text{fs} = 10^{-15}\text{sec}$) di elevatissima potenza per differenti finalità. HiPER, il cui schema concettuale è riprodotto in Fig. 1, è destinato principalmente [iii] a studi sulla fusione per confinamento inerziale [iv], con l'obiettivo prioritario della dimostrazione della fattibilità scientifica di schemi di ignizione avanzati compatibili con i futuri reattori a fusione. HiPER permetterà inoltre la realizzazione di esperimenti di fisica in altri

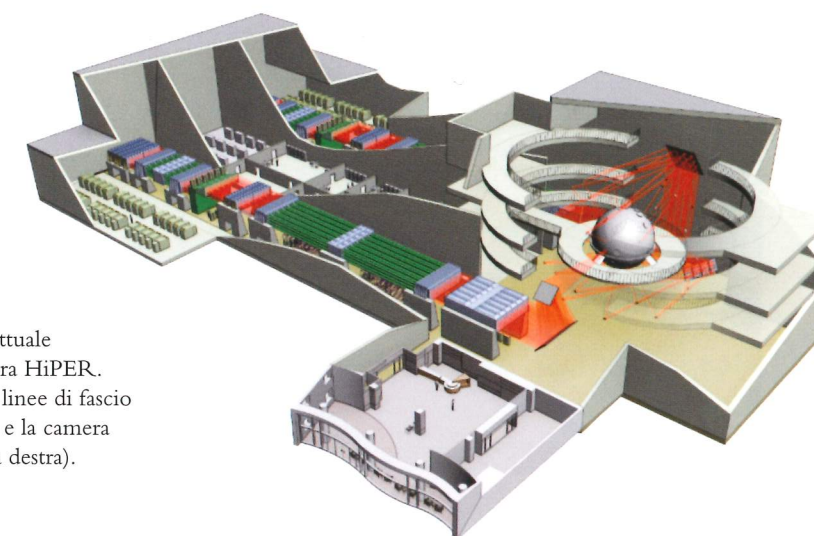
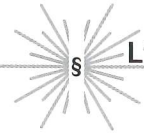


FIGURA 1
Progetto concettuale dell'infrastruttura HiPER. Sono visibili le linee di fascio laser (a sinistra) e la camera d'interazione (a destra).

trando l'attenzione sulle più promettenti applicazioni, partendo da una breve descrizione dei processi fondamentali alla base dell'interazione laser-materia.



L'irraggiamento laser della materia

Sin dai primi esperimenti condotti negli anni '60, immediatamente dopo la messa a punto del primo laser a rubino [ix] e il successivo sviluppo dei primi laser di alta potenza con l'introduzione della tecnica cosiddetta di *Q-switching* [vedi ad esempio x] fu subito chiaro che l'irraggiamento della materia con impulsi laser di alta potenza produceva un plasma denso e caldo in grado, tra l'altro, di emettere radiazione elettromagnetica nella regione dei raggi X. Da allora, la ricerca sull'interazione laser-materia ad alte intensità si è diversificata enormemente, dando vita ad una varietà di studi fondamentali ed applicazioni in grado di stimolare lo sviluppo di nuovi laser e sfruttarne le potenzialità. Oggi misure accurate basate sull'interferometria ottica [xi] ad impulsi ultracorti [xii] rivelano i dettagli spaziali e temporali dei plasmi prodotti da laser, anche in regioni dove la densità elettronica in questi plasmi raggiunge valori di 10^{23} elettroni/cm³, una densità di elettroni non lontana da quella riscontrabile in un solido. Misure spettroscopiche della radiazione X emessa da questi plasmi [xiii] effettuate con tecniche innovative [xiv] rivelano poi che l'energia cinetica degli elettroni in un plasma può raggiungere valori di decine o centinaia di keV. Considerando che ad una energia cinetica di 1 eV è associata una temperatura di 11604 °K, si ricava che i plasmi prodotti da laser di potenza possono facilmente raggiungere temperature di milioni o decine di milioni di gradi. Queste proprietà, tipiche dell'interno di alcune stelle e, più in generale, di oggetti di interesse astrofisico, possono essere riprodotte in laboratorio solo attraverso sorgenti di energia di alta potenza quali appunto i laser ad impulsi della durata inferiore a poche decine di nanosecondi, focalizzati in una regione spaziale inferiore a poche decine di micrometri (1 micrometro = 10^{-6} metri). In queste condizioni si realizza una condizione di plasma fortemente ionizzato nel quale atomi a numero atomico medio dall'alluminio (Z=13) al cloro (Z=17) ed oltre, vengono ionizzati più volte fino a raggiungere le configurazioni elioide o idrogenoide. Di conseguenza, questi plasmi emettono intensi impulsi di raggi X sotto forma di radiazione monocromatica incoerente per effetto delle transizioni tra livelli eccitati di queste specie fortemente ionizzate. Questa radiazione può raggiungere intensità di 10^{17} W/cm²/sterad, con una brillantezza spettrale di picco in una banda dello 0.01% fino a 10^{19} fotoni s⁻¹mm⁻² mr⁻², valori ben al di sopra delle sorgenti di raggi X convenzionali e prossime ai valori delle sorgenti di radiazione di sincrotrone.

D'altra parte, i plasmi laser sono anche impiegati per la generazione di radiazione X coerente, processo che dà vita al cosiddetto laser a raggi X [vedi ad esempio xv]. In effetti, emissione coerente nella regione dei raggi X molli può essere ottenuta sia attraverso l'inversione di popolazione in opportune specie atomiche [xvi] sia attraverso la generazione di armoniche di alto ordine [xvii]. Ad oggi, l'emissione di radiazione X coerente da plasmi laser risulta essere tra le più intense mai raggiunte, con brillantezze di picco nella banda di 0.01%, fino a

10^{23} fotoni s⁻¹ mm⁻² mr⁻², prossime a quelle ottenibili con sorgenti basate su radiazione di sincrotrone. La chiave per il controllo dei meccanismi di interazione laser-materia sta nel controllo dei parametri della radiazione laser che interagisce con la materia quali la lunghezza d'onda, la durata e l'intensità. Allo scopo di comprendere il ruolo svolto dai vari parametri è utile discutere brevemente le caratteristiche di un plasma prodotto da un impulso laser focalizzato che interagisce con la materia solida. La radiazione laser incide sulla superficie del solido e, se la sua intensità è sufficientemente alta, trasferisce energia agli elettroni della superficie scaldandoli. Questi urtando con gli ioni cedono ad essi energia formando rapidamente uno strato di plasma. Dopo alcune decine di picosecondi ($1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$), si instaura un regime quasi stazionario rappresentato in Fig. 1 dove sono mostrati i profili longitudinali (nella direzione perpendicolare alla superficie del bersaglio) di densità e temperatura elettronica nel caso di un solido irraggiato da un impulso laser alla lunghezza d'onda di 1 micrometro, di durata di 1 nanosecondo ed intensità di 10^{14} W/cm². La propagazione della luce laser in questo schema è dominata dalla presenza degli elettroni liberi (non legati ai nuclei) e segue la relazione di dispersione: $\omega_L^2 = \omega_p^2 + k_L^2 c^2$ che lega tra di loro la frequenza angolare ω_L e il numero d'onda k_L della radiazione laser. In questa relazione c è la velocità della luce nel vuoto e la frequenza di plasma ω_p è data dalla relazione:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}$$

dove e ed m sono rispettivamente la carica e la massa dell'elettrone. La velocità di gruppo dell'onda elettromagnetica, data dalla relazione $v_g = c(1 - \omega_p^2/\omega_L^2)^{1/2}$, diminuisce al crescere della densità fino alla cosiddetta densità critica $n_c = m\omega_L^2/4\pi c^2$ che rappresenta la densità elettronica massima di un plasma al di sopra della quale la radiazione elettromagnetica, in regime non relativistico, non può propagarsi. Nel caso di un laser a lunghezza d'onda di 1 μm , questo valore corrisponde a 1.1×10^{21} el/cm³, un valore pari a circa un millesimo della densità del solido. Come si vede anche dal grafico di Fig. 3, la densità del plasma au-

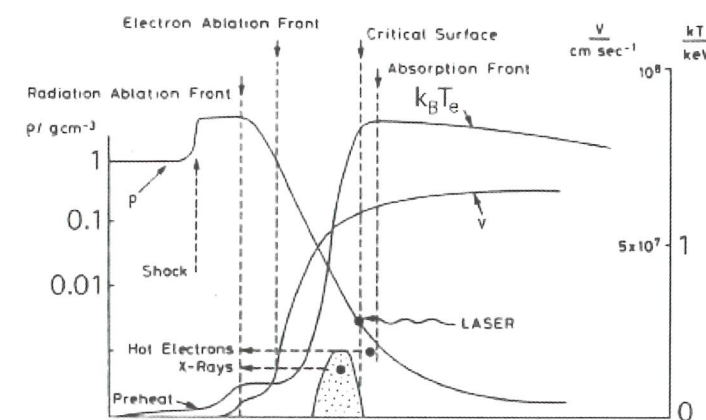


FIGURA 3
Profili di densità, temperatura e velocità di espansione in un plasma prodotto da un impulso laser di 1 nanosecond focalizzato su un bersaglio solido ad una intensità di 10^{14} W/cm². [xviii].

menta man mano che ci si avvicina alla superficie del solido. Il laser si propaga quindi fino alla densità critica e, nel suo percorso, cede energia al plasma attraverso il meccanismo noto come *Bremsstrahlung* inverso [xix], grazie al quale parte dell'energia cinetica acquistata dagli elettroni durante l'oscillazione nel campo dell'onda elettromagnetica viene trasferito agli ioni. Oltre la densità critica questo meccanismo non è più attivo e il riscaldamento del plasma a densità sovrcritiche avviene grazie a fenomeni classici di conduzione termica o attraverso correnti di elettroni cosiddetti *sovratermici*. Come vedremo nel seguito, il riscaldamento per effetto di elettroni sovratermici, particolarmente efficace per intensità di irraggiamento elevate ($>10^{17}$ W/cm²), oltre ad essere alla base dello schema di ignizione rapida [28] per la fusione laser, consente di generare impulsi ultracorti di raggi X.

Dal punto di vista della fusione laser, il processo di riscaldamento del plasma sovrcritico è fondamentale per l'efficacia dell'ablazione e quindi del processo di compressione del bersaglio fusionistico. Questi meccanismi contribuiscono in ultima analisi anche a determinare il trasferimento di energia all'onda d'urto (vedi Fig. 3) lanciata nel solido. È proprio grazie alle onde d'urto che si prevede di realizzare lo schema di ignizione detto appunto di *shock ignition* [29], nel quale onde d'urto convergenti si propagano verso il centro del bersaglio fusionistico riscaldandolo ed innescando la reazione di fusione.

Va tuttavia osservato che durante la propagazione nel plasma, la radiazione laser dà luogo a numerosi fenomeni non-lineari generalmente indicati come instabilità laser-plasma che possono mettere in gioco frazioni significative di energia laser. Un esempio è la cosiddetta diffusione Brillouin stimolata (*Stimulated Brillouin Scattering*, SBS) che porta alla generazione di onde ionico-acustiche e alla conseguente diffusione (tipicamente retro-diffusione) dell'onda incidente, con conseguente perdita di energia. Questo meccanismo ha costituito uno dei principali ostacoli ai tentativi di fusione laser negli anni ottanta ed oggi può essere parzialmente soppresso tramite la riduzione controllata della coerenza temporale e spaziale della radiazione laser incidente come dimostrato in esperimenti dedicati [vedi ad esempio xx]. A questa classe di instabilità laser-plasma si aggiungono poi le instabilità idrodinamiche che si instaurano durante l'evoluzione del plasma. Un esempio notevole è l'instabilità *Rayleigh-Taylor* che si instaura durante la fase di rallentamento della compressione di un bersaglio fusionistico e porta all'amplificazione delle perturbazioni di densità naturalmente presenti alla superficie del plasma. Studi recenti dimostrano che l'introduzione di un impulso laser precursore, il cosiddetto "picket" [vedi ad esempio xxi], può ridurre la crescita di questa instabilità. Questi sono solo due esempi di ambiti nei quali l'importanza del controllo delle caratteristiche della radiazione laser si dimostra fondamentale nel controllo dei processi fisici.

Ad intensità laser elevate come quelle ottenibili con le più sofisticate tecniche laser oggi disponibili basate sul principio della Chirped Pulse Amplification (CPA) dimostrato nel 1984 [xxii], la fisica dell'interazione laser-materia si com-

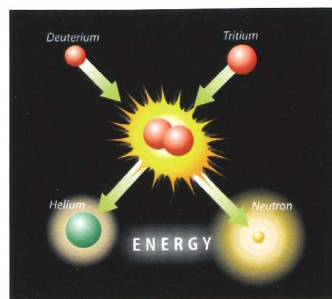
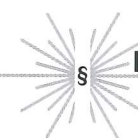


FIGURA 4
Una delle reazioni nucleari di fusione più favorevoli dal punto di vista energetico si ottiene dalla fusione tra un nucleo di deuterio e uno di trizio, entrambi isotopi dell'idrogeno. La reazione produce un nucleo di elio ed un neutrone con un rilascio energetico di 17,6 MeV.

plica notevolmente e il controllo delle caratteristiche dell'impulso laser diventa ancora più critico tanto da rispondere di cambiamenti significativi del regime di interazione laser-plasma attivato, anche per piccole variazioni di parametri apparentemente marginali dell'impulso quali la presenza di pre-impulsi, anche minimi, o radiazione spuria, di intensità anche milioni di volte inferiore all'intensità di picco, che giunga sul bersaglio prima dell'impulso principale. È per questo motivo che i laser impiegati per studi di interazione laser-plasma sono sempre più spesso dotati di sofisticatissimi sistemi di controllo in grado di descrivere le caratteristiche degli impulsi laser non solo su una base statistica, ma guardando alle caratteristiche del singolo impulso laser. Questo sviluppo tecnologico raggiunge il culmine nel caso della National Ignition Facility [xxiii], dove le caratteristiche temporali e spaziali di ogni singolo impulso laser sono esaminate dal momento della sua generazione, lungo tutta la catena di amplificazione, fino al momento dell'impatto sul bersaglio.



I grandi laser per la fusione

La fusione laser

La fusione nucleare è il processo fisico fondamentale alla base dell'energia delle stelle. Nel processo di fusione, nuclei di atomi leggeri si uniscono a creare un nucleo di massa maggiore e liberano energia. L'immagine di Fig. 2 mostra schematicamente il processo di fusione più noto che coinvolge due isotopi dell'idrogeno, il deuterio (D), il cui nucleo è costituito da un protone e da un neutrone, e il trizio (T), il cui nucleo è costituito da un protone e due neutroni. In questa reazione di fusione il deuterio ed il trizio si fondono a formare un nucleo di elio (due protoni e due neutroni) e liberano un neutrone con energia di 17.6 MeV. Questo processo è alla base di molti esperimenti di fusione in laboratorio per la produzione di energia che mirano a trasformare in calore l'energia acquisita dei neutroni e, con questo calore, azionare turbine per la produzione di elettricità.

La fusione inerziale [4,xxiv,xxv] in laboratorio si realizza tramite microesplosioni di piccole quantità (milligrammi) di combustibile (una miscela di deuterio e trizio) fortemente compresso. Lo schema "classico" di fusione inerziale prevede l'impiego di potenti impulsi laser con energia complessiva dell'ordine del MJoule, per far implodere un bersaglio a forma di guscio sferico, contenente il combustibile raffreddato a temperature criogeniche. Al termine dell'implosione il combustibile si trova compresso ad elevatissima densità mentre una zona centrale, relativamente piccola, raggiunge una temperatura di circa 10^8 K. In questa regione, chiamata *hot spot*, si avvia la combustione term nucleare che poi si propaga all'intero combustibile procedendo finché la densità del combustibile stesso si mantiene elevata. Poiché le pressioni in gioco sono così alte da non poter essere contenute da alcun recipiente o campo elettrico o magnetico, il "confinamento" del combustibile, e quindi la sua capacità di reagire, sono dovute solo

alla sua inerzia, da cui il nome dello schema. Il confinamento è quindi mantenuto per un tempo all'incirca pari a quello impiegato da un'onda sonora per transitare attraverso il combustibile, tempo oltre il quale inizia l'espansione del materiale compresso.

Una combustione efficace, ma con rilascio energetico contenibile in un reattore, si può ottenere impiegando bersagli sferici (*pellet*) contenenti al più 10 mg di combustibile che deve essere compresso a una densità media superiore a 200 g/cm^3 (pari a 1000 volte la densità di una miscela di deuterio e trizio liquidi). In base alle conoscenze attuali basate su decenni di ricerca teorica e computazionale, di sperimentazione e di sviluppi nelle tecnologie dei laser e dei bersagli, si ritiene che l'ignizione centrale richieda impulsi laser distribuiti simmetricamente intorno al bersaglio sferico, su un elevato numero di fasci e opportunamente sincronizzati, con lunghezza d'onda sufficientemente corta da limitare effetti non-lineari, attualmente pari ai 350 nm della terza armonica del laser a Neodimio, con energia complessiva di circa di 1 MJ, durata di una decina di ns e potenza di picco di circa 500 TW [12]. Su queste specifiche sono stati concepiti appunto i due impianti laser per la fusione, la National Ignition Facility (NIF) [23], presso il Lawrence Livermore National Laboratory (USA), e il Laser MegaJoule (LMJ) [xxvi], presso il centro CESTA del Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) di Bordeaux. Il sistema NIF, oggi pienamente operativo sta per effettuare i primi esperimenti d'ignizione che, se coronati da successo, costituiranno la prima dimostrazione della "fattibilità" della fusione controllata tramite laser. C'è da considerare che sia NIF che LMJ vengono attualmente realizzati nell'ambito di programmi principalmente militari. D'altra parte, la dimostrazione attesa dell'ignizione è un evento di portata universale che aumenterà inevitabilmente la percezione della fusione inerziale come possibile fonte di energia per il futuro.

La comunità scientifica sta quindi elaborando schemi per lo sfruttamento energetico di questa fonte di energia. Infatti, se l'ignizione è un requisito essenziale, molte altre sono le condizioni da soddisfare per realizzare un reattore in grado di immettere potenza nella rete elettrica [12, xxvii]. La prima condizione riguarda il guadagno energetico del processo di fusione che deve essere sufficientemente elevato da compensare l'energia spesa per attivare il processo (es. l'energia del laser) e le perdite dovute alla conversione dell'energia dei prodotti di fusione in energia elettrica. Affinché l'energia prodotta ecceda largamente l'energia impiegata per produrre l'ignizione, il prodotto dell'efficienza del laser per la moltiplicazione energetica del bersaglio, il cosiddetto "guadagno" G deve essere almeno pari a 10. Ciò si potrebbe realizzare, per esempio, con bersagli con guadagno energetico di 150 e con un laser con efficienza del 7%. Visto che per ragioni pratiche, l'energia dell'impulso laser deve essere contenuta entro 3-5 MJ, affinché il reattore rilasci una potenza elettrica compresa fra alcune centinaia di MW e alcuni GW, il laser deve operare con frequenza di 1-10 Hz. I valori di guadagno, efficienza, e frequenza di operazione previsti per NIF e LMJ sono ben

lontani da queste specifiche in quanto orientati alla dimostrazione del singolo evento di ignizione con guadagni limitati dell'ordine di 10-20. Anche se recenti studi indicano la possibilità di ottenere guadagni più elevati [xxviii], essi saranno in ogni caso lontani dal valore di 150 richiesto per un reattore. Entrambi i laser hanno una efficienza complessiva ben inferiore all'1% e frequenza di operazione di pochi colpi al giorno. Inoltre, entrambi gli impianti sono stati progettati per operare prevalentemente con l'approccio alla fusione inerziale a irraggiamento indiretto [12,13]. In questo schema, invece di far incidere i fasci laser direttamente sul *pellet* contenente il combustibile, questi vengono fatti incidere sulla parete interna di una cavità metallica ad alto numero atomico (detta *holhraum*), a sua volta contenente la capsula fusionistica. Questo schema, sicuramente più robusto dal punto di vista di principio, sia per la maggiore uniformità di irraggiamento che per la minore sensibilità alle instabilità idrodinamiche, data la sua maggiore complessità, è meno adatto ad uno schema di reattore a fusione, per il quale il più semplice schema ad irraggiamento diretto è sicuramente più adeguato.

Tutto ciò implica non solo la necessità di un grande sviluppo tecnologico per giungere alla realizzazione di un reattore, ma anche l'importanza di realizzare campagne sperimentali volte a ottimizzare la resa energetica dei bersagli. Il progetto HiPER affronta queste problematiche attraverso la messa a punto di schemi avanzati di ignizione che sfruttano le potenzialità dei laser di ultima generazione, basati su nuovi materiali come mezzi attivi e sulle più efficaci tecniche di amplificazione di impulsi laser di alta potenza.

Il progetto HiPER

Il progetto HiPER si basa sull'irraggiamento diretto e prevede di ovviare agli stringenti requisiti sulla simmetria di implosione del bersaglio grazie all'uso degli schemi di ignizione avanzata già citati quali la cosiddetta ignizione rapida (*fast ignition*[xxix]) o l'ignizione per onda d'urto (*shock ignition* [xxx]). In questo quadro, nuove prospettive per la fusione inerziale sono state aperte da una serie di sviluppi avvenuti negli ultimi quindici anni. Entrambi questi schemi si basano sulla separazione della fase di compressione del combustibile, ottenuta come nello schema convenzionale "diretto" o "indiretto" (diretto nel caso di HiPER), dalla successiva fase di generazione dell'hot spot, prodotta da un secondo impulso *ad hoc*. In Fig. 3 è mostrato schematicamente il principio di funzionamento dello schema di *fast-ignition*.

Entrambi gli schemi prevedono quindi l'impiego di un ulteriore impulso laser, detto appunto di ignizione, in grado di avviare il processo di fusione in una porzione del bersaglio precedentemente compresso dai fasci di compressione. Questo approccio consente di ovviare alla necessità della generazione spontanea di un piccolo hot spot centrale, che implicherebbe un'elevatissima simmetria e maggiori velocità di implosione raggiungibili solo con sistemi di grande energia e grande numero di fasci. Gli schemi di fast e shock-ignition risultano anche energeticamente più efficienti, consentendo, in linea di principio,

di conseguire l'ignizione con impulsi laser di energia complessiva minore di quella necessari per lo schema classico a ignizione centrale, e di ottenere guadagni superiori a 200 con impulsi di energia laser totale di circa 1 MJ [12,13].

La creazione dell'hot spot nel combustibile compresso si ottiene concentrando l'energia necessaria all'interno del volume dell'hot spot da portare a temperature superiori ai 10 keV e in un tempo inferiore al tempo di confinamento dell'hot spot. Nel caso dello schema di ignizione rapida, in base a simulazioni numeriche [14], interpretate tramite modelli teorici, per portare ad ignizione deuterio-trizio compresso a densità di 300 g/cm^3 è necessario depositare un'energia di 20 kJ in un tempo di 20 ps ad un volume di combustibile deuterio-trizio di dimensioni lineari di 40 μm . Potenza e intensità corrispondenti sono dell'ordine, rispettivamente di 1 PW ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) e 10^{20} W/cm^2 .

L'idea è quindi di impiegare impulsi laser ultraintensi, oggi già disponibili su scala ridotta grazie alla tecnica CPA per creare queste condizioni di ignizione. Infatti, l'interazione di impulsi laser di queste intensità con il plasma genera elettroni con energie di alcuni MeV che depositano la loro energia in un *range* dell'ordine di 1 g/cm^2 , paragonabile alle dimensioni dell'hot spot necessario per l'ignizione. Generando questi elettroni in modo "controllato" e trasportandoli efficientemente dalla regione di interazione laser-plasma fino al plasma compresso è possibile creare l'hot spot dall'esterno.

Più recentemente, lo schema di ignizione per onda d'urto [30] è stato appunto proposto come possibile alternativa alla ignizione rapida. Nello schema di ignizione tramite onda d'urto il combustibile viene compresso nella prima fase e successivamente portato all'ignizione a partire da uno punto centrale riscaldato da un'onda d'urto sferica convergente attivata da un intenso picco alla fine dell'impulso laser. Anche in questo caso, dato che i requisiti sulla velocità di implosione possono essere significativamente rilassati, è possibile comprimere bersagli di massa significativamente maggiore e, quindi, ottenere un aumento dell'energia da fusione rispetto allo schema convenzionale di ICF. Ad oggi esiste una descrizione preliminare della fisica e dello *scaling* energetico per l'ignizione tramite onda d'urto ottenuta tramite modelli unidimensionali [xxx]. Un'intensa attività di sperimentazione è attualmente in corso per validare i modelli teorici e per dimostrare la fattibilità di questo schema.

Nell'ambito del progetto HiPER vengono appunto affrontando i vari aspetti legati alla fattibilità di questi schemi avanzati e alla loro possibile compatibilità con uno schema di reattore a fusione laser. Gli studi comprendono attività di modellizzazione numerica, realizzati con uso intensivo del calcolo parallelo e con modelli sia idrodinamici che a particelle (*particle-in-cell*). C'è poi una intensa attività di sperimentazione su piccola e media scala tesa ad esplorare la fisica ancora, non completamente descritta, alla base degli schemi di ignizione. C'è poi lo sviluppo di laser efficienti basati sul pompaggio a diodi, oltre che su nuovi materiali adatti alla realizzazione di sistemi su larga scala. Infine ci sono gli aspetti riguardanti le tecnologie e i materiali per fusione che sono comuni a

tutti gli schemi di fusione, ivi compresa la fusione magnetica. La fase preparatoria del progetto HiPER, finanziata dall'Unione Europea nell'ambito del 7° programma quadro, è attualmente nella sua fase finale e culminerà con la presentazione di un dettagliato documento conclusivo sullo stato e le prospettive dello sfruttamento commerciale della fusione laser in Europa.

I laser per i futuri reattori a fusione

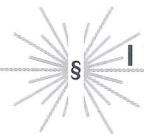
Un passaggio ineludibile per il concepimento di schemi di reattore a fusione laser è la disponibilità di una sorgente laser in grado di garantire un funzionamento continuativo, a frequenza di circa 10 Hz. Come già discusso qui sopra, gli attuali laser concepiti per NIF o LMJ operano con tecnologie concepite negli anni '60, basate sul pompaggio a lampade flash di barre e dischi di cristalli YAG drogate al Neodimio. A tutt'oggi, la possibilità di operare con questa tecnologia alle frequenze richieste da un reattore è fortemente limitata dalle richieste di potenze elettriche. Infatti, a causa della bassa efficienza del pompaggio a lampade flash, la potenza elettrica necessaria al funzionamento di un laser per la fusione supererebbe di gran lunga le capacità di una centrale elettrica di medie dimensioni. A questo andrebbe aggiunto il problema del dissipamento della potenza elettrica non impiegata per il processo laser e convertita in calore (pari a più del 90% della potenza fornita).

Le aspettative per una soluzione di questo problema sono riposte nell'impiego di diodi laser al posto delle lampade flash, per il pompaggio, ovvero per la realizzazione dell'inversione di popolazione nel mezzo attivo, alla base del principio di emissione laser. I diodi laser infatti emettono radiazione laser con alta efficienza, superiore al 50% della potenza elettrica assorbita. Inoltre, questa radiazione può essere interamente assorbita dal mezzo attivo consentendo un pompaggio selettivo ad alta efficienza. Laser a stato solido basati sul pompaggio a diodi (DPSSL) sono ampiamente studiati e realizzati per applicazioni industriali e i risultati finora ottenuti sono estremamente promettenti, come dimostrato anche in Italia con la realizzazione, da parte di ricercatori dell'Istituto Nazionale di Ottica, di prototipi ad alte prestazioni [xxxii].

Sistemi DPSSL con caratteristiche di potenza e durata di impulso necessari per applicazioni scientifiche sono tuttora oggetto di ricerca da alcuni anni ed il laser Mercury, presso il Lawrence Livermore National Laboratory ha già dimostrato il funzionamento a 10 Hz ad un livello di energia di 70 J per impulso. I limiti di scalabilità di questo sistema verso quelle richieste da un reattore per IFE, legati anche alla potenziale disponibilità di grandi quantità di mezzo attivo a costi relativamente bassi, ha portato al concepimento di nuovi schemi di sistemi DPSSL basati su altri materiali quali vetri o cristalli YAG, drogati con itterbio.

Il progetto Lucia [xxxiii], in fase di sviluppo presso il Laboratoire d'Utilisation des Laser Intense dell'Ecole Polytechnique (Palaiseau, Francia) ha recentemente dimostrato il funzionamento a 10 Hz a livelli di energia di 7 J per impulso. Questo risultato, sebbene ancora lontano dai 70 J per impulso dimostrati dal

laser Mercury, dimostrano la percorribilità di schemi scalabili ad alte energie quali quello basato sull'impiego di cristalli YAG pompato al itterbio. Parallelamente, sempre in Europa è in fase di completamento presso l'Istituto di Ottica Quantistica dell'Università di Jena (Germania), il sistema laser denominato Polarix [xxxiv]. L'originalità di questo sistema sta nell'utilizzo come mezzo attivo, di vetri (quindi ampiamente disponibili e a costi relativamente bassi) drogati all'itterbio in grado di amplificare impulsi a banda spettrale di alcuni nanometri, quindi sufficientemente ampia da consentire, attraverso la tecnica CPA, la generazione di impulsi di altissima potenza, prossimi al petawatt (10^{15} W) ad alte efficienza e frequenza di ripetizione. Come vedremo nel capitolo successivo, i laser CPA di alta potenza offrono interessanti prospettive in settori applicativi di grande interesse. Un esempio è lo sviluppo di acceleratori di particelle in miniatura basati su accelerazione a plasm laser per i quali lo sviluppo di sistemi con pompaggio a diodi è ritenuto un elemento chiave per il passaggio di queste tecniche dall'attuale fase pionieristica, alla fase di effettiva realizzazione, in futuro, di veri e propri collider [xxxv]. D'altra parte, come anticipato, i laser CPA sono alla base dei più avanzati schemi di fusione laser nei quali si prevede l'impiego di impulsi ultracorti e ultraintensi per la realizzazione dell'ignizione rapida. Allo stesso tempo, la disponibilità di impulsi a larga banda spettrale restano di grande interesse nella ICF anche per il controllo delle instabilità durante la fase di compressione. In questo quadro si inserisce il progetto denominato Bliss, sviluppato presso la l'Unità di Pisa dell'Istituto Nazionale di Ottica che punta a realizzare impulsi ad alta energia e larga banda attraverso la tecnica cosiddetta di Optical Parametric Chirped Pulse Amplification [xxxvi].



I laser ultraintensi

A partire dai primi anni '90, lo sviluppo della tecnica CPA ha consentito anche a laboratori di piccola scala di disporre di laser di potenze superiori al Terawatt ($1 \text{ TW} = 10^{12}$ Watt), fino a quel momento dominio incontrastato delle poche, grandi *facility* laser di larga scala finalizzate agli studi per la fusione. Con sistemi laser di dimensioni compatte (anche detti "table-top"), è oggi possibile ottenere impulsi di decine o centinaia di TW e sono già in fase di realizzazione sistemi al PW. Il sistema laser FLAME attualmente in fase di installazione presso i Laboratori Nazionali di Frascati è già in grado di raggiungere i 250 TW di potenza a 10 Hz di frequenza di ripetizione. Un sistema molto simile a FLAME, ma pensato per raggiungere potenze del Petawatt ($1 \text{ PW} = 10^{15}$ Watt) a frequenze di ripetizione inferiori, è in fase di progettazione per l'installazione presso il Centro di Laser Impulsati Ultraintensi dell'Università di Salamanca. Lo schema di Fig. 5 mostra l'impulso laser del sistema FLAME attraverso le varie fasi del processo di amplificazione CPA, dalla generazione dell'impulso "seme", attraverso il cosiddetto "stretching", l'amplificazione in complessi 5 stadi ed infine la compressione ottica. Il laser FLAME utilizza cristalli di Zaffiro drogati al Titanio (Ti:Sa) come mezzi attivi per amplificare l'energia dell'impulso. Per creare l'inversione di popolazione nel mezzo attivo necessaria all'amplificazione laser nei vari stadi ven-

gono impiegati altri impulsi laser a 532 nm prodotti da laser al Neodimio:YAG duplicati in frequenza. L'immagine di Fig. 6 mostra il cristallo Ti:Sa dell'ultimo stadio di amplificazione del laser FLAME durante il pompaggio ottico con dieci laser di pompa Nd:YAG per un totale di 20 Joule di energia a 532 nm. L'immagine, ottenuta filtrando la luce verde dei laser di pompa, mostra chiaramente la fluorescenza del mezzo attivo che segue il pompaggio ottico.

Una volta amplificati e compressi temporalmente alla durata minima, tipicamente fino a poche decine di femtosecondi, questi impulsi laser vengono trasportati in vuoto fino all'ottica focalizzante, costituita tipicamente da una porzione di paraboloide fuori asse invece delle normali ottiche in trasmissione costituite da lenti. La propagazione in aria e l'utilizzo di ottiche in riflessione si rendono infatti necessario a causa dell'elevata intensità del campo elettromagnetico che caratterizza l'impulso compresso, anche se non focalizzato. Già nel caso di impulsi di potenza di pochi TW, l'ampiezza del campo è infatti sufficiente a produrre effetti non-lineari nell'interazione con gli elettroni più esterni degli atomi dell'aria che postano a variazioni dell'indice di rifrazione e ad modifiche della fase dell'oscillazione dell'onda elettromagnetica, ovvero la cosiddetta auto modulazione di fase. L'impiego di ottiche focalizzanti non trasmissive si rende necessario anche per evitare effetti lineari di dispersione che, nel caso degli impulsi ultrabrevi caratterizzati quindi da bande spettrali anche di 100 nm, comporterebbe effetti cromatici nel fuoco dell'ottica.

L'impiego di ottiche in riflessione consente dunque di concentrare nello spazio la radiazione elettromagnetica di questi impulsi ultrabrevi, realizzando condizioni estreme di intensità di irraggiamento sufficienti a creare un plasma in un tempo pari ad una frazione della durata di un ciclo ottico, tipicamente di circa 3 fs. Infatti, per intensità superiori a 10^{16} W/cm^2 , l'ampiezza del campo elettrico dell'onda elettromagnetica è superiore a quella del campo che tiene legato l'elettrone nell'atomo di idrogeno. Oltre questo limite quindi l'impulso laser è in grado di produrre una ionizzazione istantanea della materia portandola

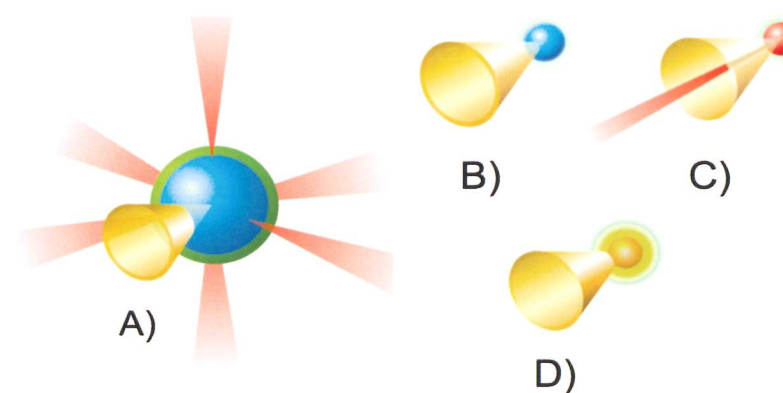


FIGURA 5

Schema di principio della fusione laser con le fasi separate di compressione e ignizione rapida con cono. Nella fase A) la capsula viene illuminata uniformemente da impulsi laser. Il guscio della sfera si riscalda e si espande rapidamente verso l'esterno. Per conservazione della quantità di moto, la parte interna al guscio viene spinta verso il centro della sfera e B) compressa intorno alla punta del cono. C) Un ulteriore impulso laser ultraintenso interagisce con l'interno del cono dove produce una grande quantità di elettroni energetici che in D) si propagano all'interno della miscela di D-T compressa cedendo a questa energia. La temperatura aumenta fino a 100 milioni di gradi, sufficiente ad innescare la reazione di fusione tra deuterio e trizio.

ad uno stato di plasma. Per intensità superiori a 10^{18} W/cm² la velocità di oscillazione degli elettroni nel campo elettromagnetico è prossima alla velocità della luce e l'interazione entra nel regime cosiddetto relativistico, caratterizzato da una serie di fenomeni non-lineari. I plasmi in interazione con impulsi di tali intensità sono quindi un esempio di sistema dinamico a molti corpi e relativistico, di notevole interesse per la fisica non-lineare. Altra grandezza fisica che entra in gioco nelle interazioni relativistiche è la pressione di radiazione, $P = I/c$, dove I è la potenza per unità di superficie (intensità) della radiazione laser che può assumere valori sino a 10^{15} N/m² valori tipici dell'interno delle stelle. In tale regime la pressione di radiazione domina largamente sull'idrodinamica del plasma prodotto, imprimendo alla materia accelerazioni estreme tipiche di oggetti astrofisici. Allo stesso tempo, grazie alla differenza di massa tra elettroni e ioni, è possibile creare separazioni di carica macroscopiche che generano intensi campi elettrostatici che, come vedremo, possono essere impiegati per l'accelerazione di particelle cariche.

Grazie a alla possibilità offerte dai laser ultraintensi di attivare questi ed altri fenomeni fisici, importanti novità sono emerse all'orizzonte della fisica dell'interazione laser-plasma e delle sue applicazioni. Le sorgenti ad impulsi ultracorti nell'estremo UV basati su armoniche di alto ordine [xxxvii] e le sorgenti agli attosecondi ($1\text{as} = 10^{-18}$ s) [xxxviii], l'accelerazione a plasma con auto iniezione [xxxix] e l'accelerazione di ioni [xl] sono i principali settori di interesse nei quali si registrano progressi significativi ed estremamente promettenti per le future applicazioni. Queste potenzialità fanno crescere l'interesse nei laser ultraintensi anche in settori della fisica quali quello dell'accelerazione di particelle, dove i laser ad impulsi ultracorti costituiscono ormai uno strumento fondamentale nello sviluppo delle sorgenti di radiazione di Sincrotrone o del tipo *Free Electron Laser* (FEL) basate su acceleratori convenzionali. In questi laboratori, laser ad impulsi ultracorti vengono infatti già impiegati come sorgente primaria per i foto-iniettori, dove l'impulso di luce generato da un laser ad impulsi ultracorti, triplicato in frequenza per operare nell'ultravioletto, viene usato per attivare l'effetto fotoelettrico su un opportuno bersaglio di rame e produrre così la nuvola di elettroni che viene poi accelerata dalle cavità a radiofrequenza. Laser ad impulsi ultracorti vengono anche impiegati per produrre armoniche di alto ordine nell'interazione laser-gas che vengono poi iniettate come "seme" in un Free Electron Laser, il cosiddetto *seeding* del FEL, consentendo così di operare efficacemente il FEL a lunghezze d'onda più corte di quella fondamentale come avviene per il progetto SPARC presso i Laboratori Nazionali di Frascati [xli]. Laser ad impulsi ultracorti sono anche impiegati per "affettare" pacchetti di elettroni prodotti da acceleratori convenzionali per ridurre le dimensioni longitudinali [xlii] e produrre così pacchetti di elettroni più corti di quelli prodotti con le tecniche di accelerazione convenzionale. Tuttavia, il settore di applicazione dei laser ultraintensi a più rapido tasso di sviluppo nell'ultimo decennio è senz'altro quello dell'accelerazione laser-plasma che in molti ambiti applicativi co-

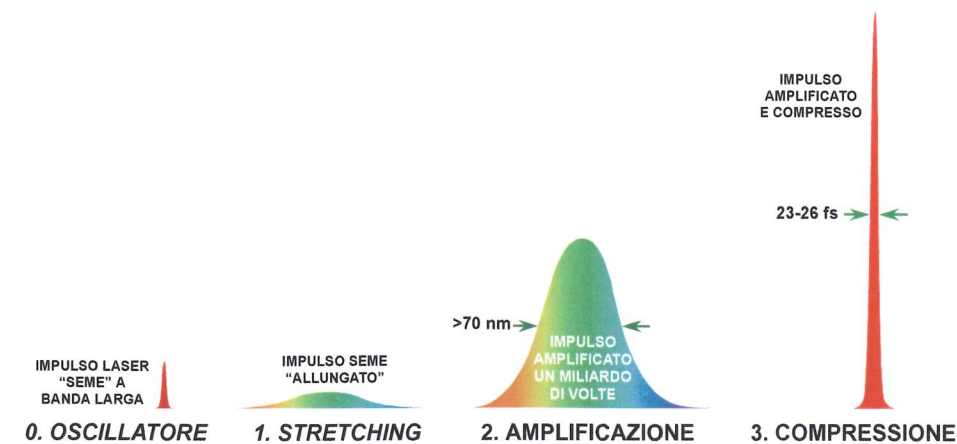
stituisce già una promettente alternativa alle tecniche di accelerazione tradizionali basate sulla radiofrequenza (RF).

Come discusso più avanti, queste applicazioni richiedono la conoscenza della fisica dell'interazione laser-plasma, ma anche un controllo delle caratteristiche degli impulsi laser. Particolarmente importanti sono la qualità temporale dell'impulso e l'omogeneità spaziale dell'intensità nel fuoco. È ben noto agli esperti di laser che in sistemi laser di alta potenza, queste caratteristiche sono tipicamente lontane dai valori ottenibili nel caso dei laser in continua. Dal punto di vista temporale, l'impulso principale è di solito accompagnato da impulsi spuri di bassa intensità che lo precedono o lo seguono. È poi presente anche la cosiddetta emissione spontanea amplificata (ASE) prodotta dagli stadi di amplificazione, che forma un "rumore" o "pedistallo" dal quale emergono l'impulso principale e gli impulsi secondari. È importante osservare che nell'interazione laser-materia, specie nel caso di materia solida, eventuale radiazione che giunga sul campione prima dell'impulso principale ne altererà lo stato in modo incontrollato, preformando uno strato di plasma e modificando il regime d'interazione, pregiudicando così il raggiungimento delle condizioni attese nel caso di interazione diretta dell'impulso ultraintenso con il solido. Dal punto di vista spaziale, l'omogeneità dell'intensità e della fase temporale della radiazione nella direzione perpendicolare a quella di propagazione rispondono poi della focalizzabilità dell'impulso e, quindi, della possibilità di raggiungere le intensità richieste per attivare determinati processi fisici.

È chiaro quindi che per un impiego sperimentale controllato dei laser ultraintensi, è necessario introdurre una serie di nuovi parametri che descrivano accuratamente le caratteristiche dell'impulso laser. Dal punto di vista temporale, oltre alla durata dell'impulso principale, il parametro decisamente più critico è il cosiddetto contrasto, ovvero il rapporto tra la potenza di picco associata all'impulso principale amplificato come descritto in Fig. 5 e la potenza associata agli impulsi secondari o alla radiazione prodotta dalla catena di amplificazione per effetto di emissione spontanea, la cosiddetta *Amplified Spontaneous Emission*

FIGURA 6

La tecnica CPA (Chirped Pulse Amplification) applicata al laser FLAME. La fase 0) consiste nel generare un impulso ultracorto a larga banda, il cosiddetto impulso "seme". Questo impulso viene poi allungato temporalmente disperdendone lo spettro nel tempo (1). L'impulso allungato viene amplificato (2) e, solo alla fine del suo percorso prima dell'utilizzo, ricompresso riportando tutte le componenti spettrali a coincidere temporalmente. La compressione temporale fa aumentare la potenza di ordini di grandezza (3), passando dal GW dell'impulso amplificato (2) al PW e oltre dell'impulso compresso (3).



(ASE). Valori tipici di contrasto rispetto agli impulsi secondari e all'ASE, per un sistema non corretto, sono rispettivamente 10^4 e 10^6 . È facile immaginare che, alle intensità richieste per processi quali l'accelerazione a plasma, tipicamente superiori a 10^{18} W/cm², tali livelli di contrasto siano largamente insufficienti a garantire un'interazione dell'impulso principale con il campione inalterato. Infatti, con tali livelli di contrasto, l'intensità della radiazione spuria che arriva sul bersaglio prima dell'impulso principale, tipicamente tra 10^{12} a 10^{14} W/cm², è superiore all'intensità di soglia per la formazione del plasma in un solido o in un gas. Allo scopo di aumentare il contrasto è possibile mettere in atto una serie di correzioni che vanno dall'impiego di ben noti dispositivi elettro-ottici (celle di Pockels), alla introduzione di assorbitori saturabili in opportuni punti della catena di amplificazione, fino ad ingegnosi sistemi [xliv] basati sulla cosiddetta *Crossed Polarized Wave generation* (XPW).

Il sistema laser FLAME impiega un assorbitore saturabile posto immediatamente a valle dello stadio di pre-amplificazione che provvede ad amplificare l'impulso seme generato dall'oscillatore dall'energia iniziale, pari ad una frazione di nJ, fino a circa 100 μJ. In questo modo, l'alto livello di ASE prodotto inevitabilmente a causa dell'elevato guadagno (circa 10^6) di questo primo stadio pre-amplificatore viene soppresso con l'assorbitore saturabile. L'ASE e gli impulsi spuri generati dal resto della catena di amplificazione vengono poi ulteriormente soppressi con tecniche di *gating* elettro-ottico che sopprimono la radiazione al di fuori di un intervallo temporale di 100 ps prima dell'impulso principale.

L'accelerazione di particelle con i laser ultraintensi

La motivazione principale allo sviluppo di nuove tecniche di accelerazione delle particelle è legata ai limiti delle tecniche di accelerazione convenzionale che per raggiungere energie più elevate richiedono dimensioni sempre maggiori, ormai oltre la portata anche di progetti basati su ampie collaborazioni internazionali. I limiti dell'accelerazione convenzionale sono essenzialmente legati al massimo campo accelerante sostenibile dai materiali che costituiscono le cavità acceleranti a RF senza che si producano scariche (*breakdown*). Nel caso dei plasmi questo limite non esiste in quanto il plasma, per sua stessa natura, è costituito da materiale ionizzato, dove la scarica è già avvenuta. È quindi possibile, in principio, realizzare campi elettrici milioni di volte più intensi rispetto a quelli degli acceleratori convenzionali. Per questo motivo i plasmi vengono considerati come il mezzo ideale per accelerare particelle cariche. Campi elettrici intensi idonei ad accelerare particelle, ovvero caratterizzati da campi longitudinali e velocità di fase prossime alla velocità della luce come nel caso della radiofrequenza, possono essere prodotti in un plasma eccitando un'onda elettronica di plasma. La caratteristica importante delle onde elettroniche di plasma è appunto che il campo elettrico è orientato nella direzione di propagazione dell'onda. Sotto opportune condizioni è anche possibile realizzare l'altra condizione necessaria per l'accelerazione, ovvero che l'onda abbia una velocità di fase prossima a quella della luce.

Se queste condizioni sono soddisfatte, un elettrone già relativistico posto nel campo elettrico dell'onda sarà soggetto ad un campo elettrico statico (nel sistema di riferimento dell'elettrone) e guadagnerà energia esattamente come nel caso di un acceleratore convenzionale. Nel caso del plasma il meccanismo di accelerazione è analogo a quello che i surfisti (*surfers*) utilizzano per acquistare velocità dall'onda del mare. L'ampiezza massima del campo elettrico delle onde di plasma, ovvero la capacità accelerante, è determinata essenzialmente dall'ampiezza della separazione di carica il cui valore massimo, espresso convenientemente in V/cm, è dell'ordine della radice quadrata della densità elettronica espressa in elettroni/cm³. Per plasmi ottenuti a partire da un gas, la densità elettronica è tipicamente di 10^{18} elettroni/cm³. Supponendo una separazione di carica dell'10%, valore ottenibile in laboratorio con i laser ultraintensi, ricaviamo un campo elettrico pari ad 300 MV/cm. È chiaro quindi che, rispetto agli acceleratori convenzionali, i cui campi acceleranti sono tipicamente dell'ordine di 0.1 MV/cm, l'elettrone posto in un'onda di plasma raggiungerà le stesse energie su distanze migliaia di volte inferiori a quelle di un acceleratore convenzionale.

La fattibilità di questo schema di accelerazione a plasma si basa quindi sulla possibilità di eccitare un'onda di plasma. Un meccanismo efficace fu proposto da Tajima e Dawson nel 1979 [xliv] ben prima dell'avvento dei laser CPA e si basa sulla forza ponderomotiva associata alla pressione di radiazione esercitata da intensi impulsi laser che si propagano in un plasma. Proprio grazie alla pressione di radiazione, un impulso laser focalizzato che si propaghi in un plasma creerà una separazione di carica lasciando dietro di sé la cosiddetta "onda di scia" (*wa-*

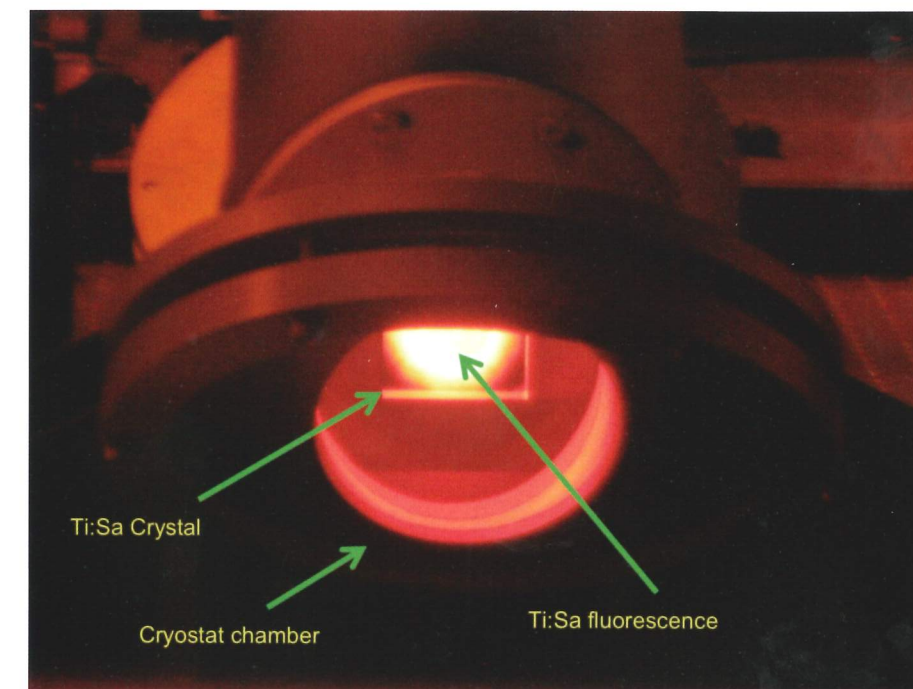


FIGURA 7
Il cuore del sistema laser FLAME. Un cristallo di Ti:Sa nella camera del criostato durante il pompaggio ottico con 20 Joule di energia in impulso laser a 532 nm prodotti da dieci laser Nd:YAG.

kefield) analoga a quello che si genera dietro ad un motoscafo che solchi la superficie del mare ad alta velocità.

Gli impulsi laser ultraintensi costituiscono appunto uno strumento ideale per attivare questo meccanismo. Infatti, la condizione ottimale per creare l'onda di scia è che l'estensione longitudinale dell'impulso laser sia circa uguale a metà della lunghezza d'onda di plasma. In questo caso infatti, gli elettroni dell'onda di plasma oscillano per effetto del campo elettromagnetico del laser con un periodo pari a quello caratteristico dell'oscillazione dell'onda di plasma, favorendo così il trasferimento di energia dal laser all'onda. Da queste considerazioni è possibile dimostrare che per le densità di plasma dell'ordine di 10^{18} elettroni/cm³ considerate prima, la durata ideale dell'impulso laser è dell'ordine di poche decine di femtosecondi. Proprio grazie alle tecniche laser CPA è possibile ottenere impulsi laser che soddisfano simultaneamente le condizioni di intensità e durata necessarie ad eccitare efficacemente le onde di scia.

La tecnica oggi più usata per attivare onde di plasma con i laser consiste nell'impiego di speciali bersagli gassosi realizzati con getti di gas (*gas-jet*) ad alta pressione come mostrato schematicamente in Fig. 8. In questo caso un ugello di 4 mm di larghezza e 10 mm di lunghezza crea una lamina di gas che si espande nel vuoto. Sotto opportune condizioni, il getto di gas viene espulso a velocità supersonica e la lamina di gas esibisce bordi ben definiti, con gradienti di densità atomica molto ripidi all'interfaccia vuoto-gas. Questa è una condizione essenziale nell'interazione laser-gas per preservare l'impulso laser ed limitare gli effetti di rifrazione e defocalizzazione per ionizzazione che potrebbero impedire il raggiungimento delle condizioni per il *wakefield*.

Una volta creata l'onda di scia si dispone quindi di un sistema in grado di accelerare particelle cariche. È quindi possibile concepire questo sistema come uno stadio accelerante nel quale iniettare pacchetti di elettroni prodotti da iniet-

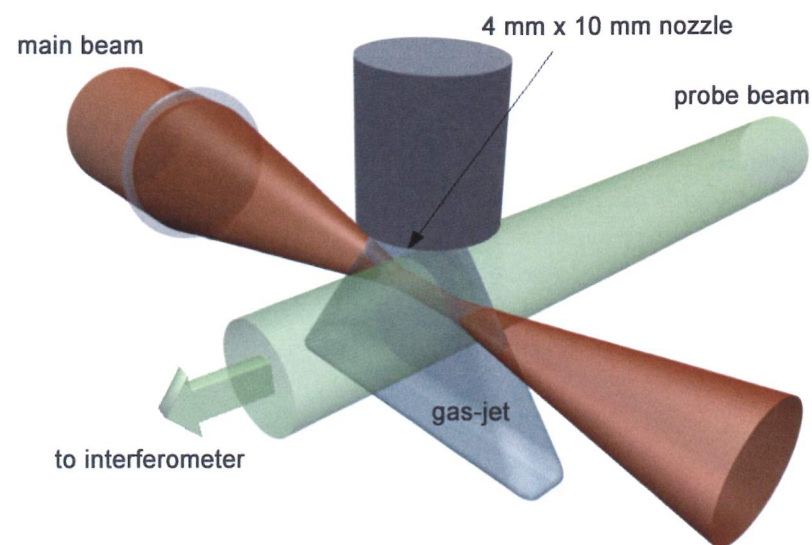


FIGURA 8
Geometria dello schema di accelerazione di elettroni tramite focalizzazione in gas-jet. L'impulso laser aggiuntivo denominato "probe beam" consente di misurare la distribuzione di densità ionica ed elettronica nel plasma.

tori convenzionali. D'altra parte, il plasma è a sua volta un mezzo potenzialmente in grado di fornire elettroni. Sviluppi recenti della teoria dell'accelerazione a plasma, basati su codici di simulazione cosiddetti *particle-in-cell*, hanno appunto consentito di concepire schemi di accelerazione nei quali si verifica l'autoiniezione di elettroni nell'onda accelerante. Uno schema [xlv] cosiddetto di bolla (*bubble regime*), richiede opportune condizioni di intensità e durata rispetto a quelli richiesti per l'accelerazione *wakefield* classica. Il questo caso, a differenza di quanto accade nel caso di *wakefield* classico, la struttura dell'onda di plasma degenera in un'unica cavità (bolla) accelerante prodotta dall'espulsione degli elettroni che si propaga nella direzione del laser ad una velocità prossima a quella della luce. La concentrazione di elettroni sulla superficie della bolla fa sì che si crei una corrente superficiale che porta una frazione di questi elettroni ad essere iniettati ed accelerati nella bolla. La Fig. 7, ottenuta presso il laboratorio ILIL-INO di Pisa, mostra un acceleratore a plasma attivato da un impulso del laser TW ai femtosecondi focalizzato all'interfaccia vuoto-gas.

L'immagine, ottenuta osservando la zona di interazione nella direzione perpendicolare al piano di oscillazione del campo elettrico nell'onda del laser, mostra in rosso la radiazione diffusa per effetto Thomson dagli elettroni del plasma (insetto) e la radiazione (bianco-blu) emessa dal plasma per effetto della ricombinazione successiva alla ionizzazione indotta dal laser. La zona rossa dell'immagine è quella nella quale l'impulso laser attiva le onde di plasma e nella quale si creano le condizioni per l'iniezione di elettroni e la loro accelerazione fino ad energie di decine di MeV. È proprio in questo regime che recentemente è stata dimostrata per la prima volta in tre diversi esperimenti [xlvi] l'accelerazione di pacchetti di elettroni ad energie di centinaia di MeV, mostrando risultati estremamente incoraggianti in termini di mono-energeticità e collimazione. Questi infatti, oltre all'energia, sono alcuni dei parametri più importanti che ca-

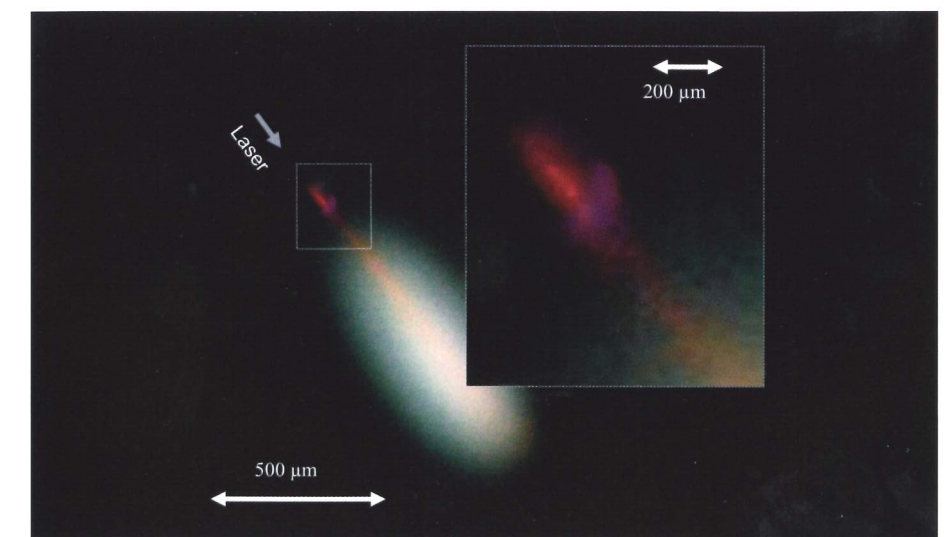
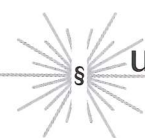


FIGURA 9
Immagine del plasma prodotto da un impulso del laser ultraintenso dell'INO di Pisa focalizzato in un getto di gas per l'accelerazione di elettroni. La zona di accelerazione di elettroni, corrispondente alla zona in rosso dell'immagine, è poco più lunga di 200 μm. In questo percorso del laser le onde di plasma prodotte accelerano gli elettroni ad oltre 20 MeV di energia.

ratterizzano i pacchetti di elettroni prodotti da un acceleratore. Gli sforzi della ricerca nell'accelerazione laser-plasma attualmente si concentrano appunto nel approfondire la conoscenza del processo ai fini di un controllo accurato delle caratteristiche dei pacchetti accelerati.

D'altra parte, già allo stadio di sviluppo attuale, l'accelerazione di particelle con tecniche tutte ottiche, basate cioè sull'impiego dei laser ultraintensi, ha un enorme potenziale anche per le possibili applicazioni mediche basate sull'impiego di fasci di elettroni. Studi recenti [8] mostrano infatti che le caratteristiche fisiche dei pacchetti di elettroni prodotti da laser sono perfettamente compatibili con quelle richieste, ad esempio, per la radioterapia intra-operatoria [xlvi]. Tali caratteristiche sono realizzabili con impianti di dimensioni ridotte, come recentemente dimostrato in un esperimento [xlvi] nel quale il processo di accelerazione di elettroni è stato attivato sfruttando le proprietà di auto-focalizzazione del plasma. Grazie a questi studi è possibile quindi concepire acceleratori di elettroni innovativi potenzialmente in grado di semplificare significativamente alcune delle problematiche legate all'impiego di acceleratori convenzionali, prima fra tutte quella legata al rischio radiologico.



Uno sguardo al futuro

L'impiego di laser di altissima potenza, una volta limitato a poche, grandi installazioni, è ora diffuso in laboratori di piccola scala dove vengono sviluppate una vasta gamma di applicazioni scientifiche multidisciplinari. D'altra parte, obiettivi di lungo termine quali la fusione laser o l'accelerazione a plasma nel regime di interesse per la fisica fondamentale richiedono ulteriori significativi sviluppi concettuali e tecnologici per realizzare sistemi laser che, oltre a generare impulsi di alta potenza di picco, siano in grado di operare ad alte potenze medie in modo efficiente ed affidabile. Il principale ostacolo a questo obiettivo è costituito dalla scarsa disponibilità di sorgenti primarie ad alta efficienza per il pompaggio dei mezzi attivi. Grande aspettativa viene attualmente riposta nelle tecniche di pompaggio a diodi e i progressi in questa direzione non mancano. Ulteriori decisivi contributi verranno dalla prevista realizzazione delle future infrastrutture laser europee HiPER e ELI e dai risultati delle infrastrutture internazionali esistenti, primo fra tutti, l'attesa dimostrazione, presso la National Ignition Facility, della fusione per confinamento inerziale tramite laser.

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

- [i] Sito pubblico di HiPER: <http://www.hiper-laser.org/>
 [ii] Sito di ELI: <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>
 [iii] M. Dunne, *Nature Physics* **2**, 2 (2006).
 [iv] Nuckolls et al., *Nature*, **239**, 1972, pp. 129
 [v] L.A. Gizzi et al., on "Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena", World Scientific Publishing, The Science and Culture Series - Physics, pp. 495-501, 2010.
 [vi] L. Labate et al., *Laser Particle Beams*, **27**, 643 (2009).
 [vii] E. Tsentalovich et al., *Nuclear Instr.*

- Meth. A*, **582**, 413 (2007).
 [viii] A. Giulietti et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 105002 (2008).
 [ix] T.H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (1960).
 [x] F.J. McClung and R. W. Hellwarth, *J. Appl. Phys.* **33**, 828 (1962).
 [xi] L.A. Gizzi et al., *Phys. Rev. E*, **49**, 5628 (1994).
 [xii] L.A. Gizzi et al., *Phys. Rev. E* **79**, 056405 (2009).
 [xiii] D. Giulietti and L.A. Gizzi, *La Rivista del Nuovo Cimento* **21**, 1 (1998).
 [xiv] L.A. Gizzi, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2278 (1996).
 [xv] M.H. Key, "Laboratory production of X-ray lasers", *Nature* **316**, 314 (1985).
 [xvi] D.L. Matthews et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 110 (1985).
 [xvii] T. Brabec and F. Krausz, *Reviews of Modern Physics*, **72**, 545 (2000).
 [xviii] Key M.H., *Handbook of Plasma Physics*, Vol.3, Edited by A. Rubenchick and S. Witkowski, North-Holland (1991) p.575-611.
 [xix] *The Physics of Laser Plasma Interactions*, W.L. Krueer, (Addison-Wesley) 1988.
 [xx] T. Afshar-rad, L.A. Gizzi et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4413 (1995).
 [xxi] S. Atzeni et al., *Plasma Physics and Contr. Fusion*, 124029 (2009)
 [xxii] D. Strickland and G.A. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
 [xxiii] G.H. Miller, E.I. Moses and C.R. West, *Nucl. Fusion*, **44** (2004) S228; sito del progetto NIF: <http://www.llnl.gov/nif/>
 [xxiv] S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford University Press) 2004.
 [xxv] J.D. Lindl, *Inertial Confinement Fusion* (Springer, New York) 1998.
 [xxvi] C. Cavallier, *Plasma Phys. Contr. Fusion*, **47** (2005) B389; sito del progetto LMJ: <http://www-lmj.cea.fr/cea.htm>
 [xxvii] W.A. Hogan et al. (Eds.), *Energy from Inertial Fusion* (IAEA, Vienna) 1994
 [xxviii] B.A. Hammel et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion*, **48** (2006) B497; T. J. B. Collins et al., *Phys. Plasmas*, **14** (2007) 056308
 [xxix] M. Tabak et al., *Phys. Plasmas*, **1**, 1626 (1994).
 [xxx] R. Betti et al., *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 155001 (2007)
 [xxxi] L.J. Perkins et al., *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 045004 (2009).
 [xxxii] M. Ciofini, A. Lapucci, "Compact scalable diode pumped Nd:YAG ceramic slab laser", *Appl. Optics* **43**, 6174 (2004).
 [xxxiii] J.C. Chanteloup et al., *Solid State Lasers XIV: Technology and Devices, Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE)*, Vol. **5707**, 105 (2005).
 [xxxiv] J. Hein et al., *Appl. Phys. B - Lasers and Optics*, **79**, 419 (2004).
 [xxxv] C.B. Schroeder et al., "Advanced Accelerator Concepts", AIP conference Proceedings, Vol. 1086, 208 (2009)
 [xxxvi] I.N. Ross et al., *Opt Comm* **144**, 125, (1997).
 [xxxvii] J. Seres et al., *Nature* **433**, 596 (2005).
 [xxxviii] I.J. Sola et al., *Nature Physics* **2**, 319 (2006).
 [xxxix] S.P.D. Mangles et al., *Nature*, 431, 535 (2004); C.G.R. Geddes et al., *Nature*, 431, 538 (2004); J. Faure et al., *Nature*, 431, 541 (2004); W.P. Leemans et al., *Nature Physics*, **2**, 696 (2006).
 [xl] R.A. Snavely et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945 (2000).
 [xli] L. Giannessi et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **593**, 132 (2008).
 [xlii] R. W. Schoenlein et al., *Science*, **287**, 2237 (2000).
 [xliii] A. Jullien et al., *Opt. Lett.*, vol. 30, pp.920-922 (2005).
 [xliv] T. Tajima e J.M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 262 (1979).
 [xlv] A. Pukhov, S. Gordienko, and S. et al., *Plasma Phys. Contr. Fusion* **46**, B179 (2004).
 [xlvi] S.P.D. Mangles et al., *Nature*, **431**, 535 (2004); G. Geddes et al., *Nature*, **431**, 538 (2004); G. Faure et al., *Nature*, **43**, 541 (2004).
 [xlvii] C.G. Willet et al., *J. Clin. Oncol.* **25**, 971 (2007).
 [xlviii] C.A. Cecchetti et al., AIP Conf. Proceedings, **1209**, 19 (2010).