



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA
"TOR VERGATA"

FACOLTA' DI INGEGNERIA

DOTTORATO DI RICERCA IN ELETTRONICA QUANTISTICA E PLASMI

CICLO DEL CORSO DI DOTTORATO

XX

**STUDIO DELLA POLVERE NEL TOKAMAK FTU TRAMITE
THOMSON SCATTERING**

Di

RYDZY ALEXANDER

COORDINATORE: Prof. CARLO BELLECCI

RELATORE: PASQUALE GAUDIO

RELATORE ESTERNO(ENEA): FRANCESCO PAOLO ORSITTO

SINTESI

La Fusione nucleare, processo presente in natura alla base del sostentamento energetico del sole e delle stelle, costituisce ad oggi oggetto di notevole interesse nel mondo scientifico: il fabbisogno energetico mondiale è in aumento e la fusione nucleare potrebbe costituire una valida alternativa alle fonti energetiche derivanti da combustibili fossili con un contributo sensibile al beneficio ambientale.

La fusione nucleare è una reazione esotermica che si realizza a seguito della fusione di deuterio e trizio secondo la reazione **deuterio + trizio = elio⁴ + neutrone + 17.6 MeV di energia**. Perché tale reazione si verifichi è necessario portare la miscela di gas di Deuterio e Trizio a livelli di temperatura e densità di cariche molto elevate in condizioni di vuoto e, alle condizioni gravitazionali presenti sulla terra, occorrono temperature dell'ordine di 100 milioni di Kelvin. A queste temperature la miscela di gas di deuterio e di trizio diventano un **plasma**: un gas caldo globalmente neutro nel quale gli atomi si separano in elettroni carichi negativamente ed in ioni carichi positivamente; l'energia cinetica acquisita dagli ioni positivi, a queste alte temperature, fa sì che, per avere la fusione, gli ioni devono superare la repulsione elettrostatica verso gli altri ioni. Le particelle che costituiscono il plasma devono essere "confinare" altrimenti si muoverebbero in modo caotico in tutte le direzioni, urterebbero contro le pareti del recipiente e il plasma si raffredderebbe inibendo la reazione di fusione. Tale "confinamento" avviene tramite un campo magnetico che intrappola le particelle. I reattori a fusione devono quindi soddisfare alta densità di particelle, alta temperatura e un tempo sufficientemente lungo di confinamento per dare una quantità di energia sufficiente perché si realizzi la fusione. In un modello realistico di reattore funzionante a confinamento magnetico, a parità di parametri fisici della reazione, c'è una dipendenza critica dall'efficienza dei sistemi di riscaldamento del reattore. Questo fatto, nelle moderne ricerche sui Tokamak ha spostato la frontiera delle ricerche fusionistiche dalla fisica del confinamento (che rimane comunque un punto fondamentale), ai problemi ingegneristici dello sviluppo di sistemi di riscaldamento sempre più efficienti. Ed è proprio alla produzione, alla stabilizzazione e al controllo del plasma ad alta energia che si è dedicata e continua a dedicarsi l'ingegneria. Nel futuro **reattore a fusione** la reazione dovrà infatti **autosostenersi**: si suppone cioè che le particelle alfa intrappolate nel volume di plasma cedano ad esso la loro energia così da mantenerlo caldo dopo l'iniziale riscaldamento ottenuto con mezzi esterni. I neutroni trasferiscono intanto la loro energia al **mantello del reattore**, generando il trizio e tramutando energia in calore, utilizzabile per produrre energia elettrica. Sulla strada per la realizzazione del reattore a fusione ad oggi esistono molte macchine che creano e studiano il plasma termonucleare senza però riuscire ad

arrivare al breakeven: rendimento della macchina tale per cui la reazione a fusione si autosostiene. Tali macchine sperimentali di forma toroidale, chiamate anche Tokamak, si distinguono l'una dall'altra per una propria caratteristica che va dalla geometria (circolare, a D, sferica) alla tipologia di riscaldamento.

Una volta ottenuto e mantenuto il plasma, risulta importante rilevare e misurare i parametri del plasma stesso quali la temperatura, la densità e le perdite per radiazione emesse. Le tecniche diagnostiche che permettono di misurare tali parametri devono essere in grado di rilevare densità estremamente basse e temperature estremamente alte perché il plasma viene generato all'interno di un vessel posto sotto vuoto. Esse possono essere catalogate come attive o passive. Con le diagnostiche attive il plasma viene testato direttamente per vedere come reagisce a diversi tipi di sollecitazione, con quelle passive vengono misurate le radiazioni e le particelle emesse dal plasma. Il Thomson Scattering (TS) è una diagnostica attiva che utilizza un fascio laser, che viene iniettato nel plasma e interagendo con esso viene diffuso e successivamente questa componente fornisce una misura. In particolare con il TS si misura i) lo spettro della radiazione diffusa, la cui larghezza è proporzionale alla temperatura del plasma, ii) l'intensità della radiazione diffusa, cioè il numero di fotoni diffusi, che è proporzionale alla densità del plasma.

A livello ingegneristico la diagnostica del Thomson's Scattering inizia quindi con il cammino ottico del raggio laser a partire dalla sorgente, lungo componenti che operano in condizioni di pressione e temperatura diversi, fino a giungere all'acquisizione dati del segnale ricevuto dallo scattering degli elettroni e prevede un laser di potenza, un sistema ottico, un sistema di analisi spettrale della radiazione diffusa, un sistema di rivelazione, ma anche una elettronica della rivelazione, una elettronica della acquisizione dei segnali e infine l'analisi dei dati e sistemi di controllo della diagnostica.

Per ottenere queste informazioni si possono utilizzare due tecniche. La prima tecnica (tipicamente utilizzata in tokamaks di grande dimensione) fa uso del tempo di volo: il nome convenzionale a questa tecnica è indicata con l'acronimo LIDAR. Si invia un impulso laser molto corto (0.3 nanosecondi di durata che, alla velocità della luce, corrisponde ad un impulso di luce con una lunghezza di 10 centimetri) nel plasma. Usando un sistema veloce di registrazione e di rivelazione, possiamo misurare lo spettro retrodiffuso risolto in tempo. Possiamo allora analizzare i cambiamenti dello spettro diffuso dall'impulso laser che passa dal bordo relativamente freddo al nucleo caldo e ancora esternamente al bordo opposto del plasma. Possiamo ricostruire istante per istante, durante il progredire spaziale dell'impulso laser, il punto esatto interno al plasma, quindi possiamo determinare dallo spettro diffuso istantaneamente i valori locali della temperatura e della densità nel plasma. L'altra tecnica, che si ottiene con il TS convenzionale incoerente consiste nel

raccogliere la luce diffusa dal plasma a 90 gradi rispetto al fascio, e quindi a misurare la radiazione diffusa dal plasma in ogni posizione del fascio laser incidente. Si crea una immagine del fascio incidente su una matrice di fibre ottiche ed ogni fibra raccoglie la radiazione diffusa relativa ad una specifica posizione lungo il fascio laser nel plasma.

A seguito di una scarica di plasma all'interno della macchina si assiste alla formazione delle polveri: insieme di particelle di dimensioni variabili comprese fra qualche nanometro a qualche decina di micron, le quali costituiscono un rischio per la macchina e possono comprometterne la sicurezza. La polvere si forma dal distaccamento di materiale dallo strato più superficiale della prima parete della macchina; si può formare dal distaccamento meccanico (Flakes), dalla sublimazione e rideposizione (granuli), dalla scalfittura della prima parete causate dalle scariche elettriche del plasma (elettroerosione) oppure da uno fascio di elettroni Runaway che, nell'urto con la parete, la sfaldano in granuli.

Le disruzioni consistono in una perdita repentina di energia dal plasma ed una conseguente perdita di equilibrio dello stesso, che non può essere controllata da sistemi esterni. A seguito di ciò, il plasma può interagire con la parete in maniera violenta, tanto da sottoporla a picchi di temperatura che causano un'ablazione del materiale, producendo eventualmente polvere oppure causare la levitazione di polvere già depositata sulla camera.

Il tipo di polvere che si forma è funzione del materiale che riveste le pareti di prima parete della macchina. A seconda del materiale possiamo avere sia un diverso tipo (flakes o granuli) sia una diversa quantità di polvere emessa. Su macchine come FTU dove ci sono solamente componenti metallici si genera una polvere a base di Molibdeno, Nichel, Ferro manganese, mentre su macchine che utilizzano componenti di grafite o CFC (Carbon Fiber Composite) abbiamo particelle di polvere in forma diversa, generalmente agglomerate in flakes.

Il rischio connesso alla presenza di polvere si riferisce principalmente all'attivazione e all'attività chimica delle particelle di grandi dimensioni. In particolare la polvere metallica è principalmente attivata dal flusso di neutroni con conseguente creazione di isotopi radioattivi con tempi di dimezzamento lunghi; invece, per quanto riguarda le particelle di carbonio, queste diventano radioattive principalmente a causa del trizio che viene adsorbito dal materiale.

La presenza di polvere nel plasma durante o subito dopo la fine di una scarica può essere rilevata tramite la diagnostica TS. Gli studi sulla polvere a livello fenomenologico sono incominciati storicamente nel 1998 in Giappone (1) quando, utilizzando una diagnostica Thomson scattering a seguito di una disruzione, è stata rilevata una quantità di luce elevata incidente solo su alcuni policromatori: la luce rilevata proveniva da un determinato punto spaziale della macchina e questo faceva escludere che il segnale fosse prodotto da un disallineamento temporaneo della diagnostica

dovuto alle sollecitazioni insistenti sulla macchina a seguito delle disruzioni. Nel medesimo studio si è voluto, in seguito, confrontare il rilevamento del segnale del Thomson con le fast cameras e fu osservata la presenza di particelle fluttuanti.

L'oggetto di questa tesi è proprio l'approfondimento dello studio della polvere rivelata nel tokamak FTU tramite il Thomson Scattering di tipo convenzionale incoerente. In particolare ci si è posti i seguenti obiettivi:

1. correggere la stima della dimensione della polvere rivelata tenendo conto della possibile ablazione della polvere stessa da parte del fascio laser della diagnostica
2. evidenziare eventuali correlazioni fra la presenza e la quantità della polvere rivelata a seguito di una disruzione e i parametri del plasma immediatamente prima della disruzione stessa.

Il tokamak FTU ha le seguenti caratteristiche tecniche: raggio maggiore e minore della camera toroidale $R = 0,935$ m e $a = 0,3$ m, rispettivamente, durata della scarica di plasma fino a 1,7 s, campo magnetico toroidale fino a 8 Tesla corrente di plasma fino a 1,6 MA e riscaldamento mediante radiofrequenza fino a 2.5 MW.

Per l'analisi della polvere che ha preceduto il lavoro riportato nella presente tesi sono state selezionate 1637 scariche terminate con una disruzione in cui si era rilevato, in assenza di plasma, un segnale anomalo sul canale del TS centrato sulla lunghezza d'onda del laser.

Il TS utilizzato si caratterizza per la presenza di 2 laser al Nd-YAG, $\lambda = 1064$ nm, frequenza = 30 Hz, energia = 1,5 J, durata impulso 15 ns (nanosecondi); l'ingresso del fascio laser avviene dal port inferiore della macchina, il recepimento del segnale scatterato avviene dal port orizzontale a 90° , il numero dei canali spaziali è 19, la lunghezza del volume di scattering è di 2 cm^3 nel core del plasma e di 4 cm^3 verso il bordo. Il beam waist del fascio laser si trova a 8 cm sotto il livello equatoriale della macchina ed ha un diametro di 0,4 mm; il segnale scatterato viene captato da 19 fasci di fibre ottiche e ciascun fascio è costituito da 10 fibre ottiche; le fibre ottiche vanno nei 19 policromatori con 7 filtri interferenziali di cui 2 a lunghezza laser, 1 usato per la calibrazione di Rayleigh, e 4 per analizzare lo spettro scatterato.

L'analisi è stata limitata alla rivelazione di polvere immediatamente dopo la fine della scarica a causa di una disruzione: questo perché con la configurazione ottica attuale del TS che opera su FTU durante la scarica, l'eccessiva stray light del plasma rende impossibile la misura della luce laser scatterata dalla polvere al bordo mentre nei canali centrali non è possibile vedere e non si sono visti dei segnali perché la polvere non è in grado di sopravvivere all'interno di un plasma ad alta temperatura. L'analisi è stata limitata a dopo le disruzioni nei canali spaziali centrali.

La presenza di polvere è stata quantificata mediante la percentuale degli spari laser (che potevano essere diversi da scarica a scarica) in cui si è verificato un evento, cioè lo scattering da parte di un

granello di polvere, rilevata nei seguenti tre intervalli di tempi: dal tempo iniziale della disruzione, definito da SHOX (il codice di analisi dei dati sperimentali di FTU) come “time_disr”, fino a 0.5 sec dopo; da time_disr + 0.5 sec a time_disr + 1sec; da time_disr + 1 sec fino alla fine degli spari del laser. La quantità di polvere rivelata per ogni scarica dopo la disruzione si riduce nel tempo, man mano che ci si allontana dal momento della disruzione, ossia dal momento in cui probabilmente la polvere viene creata e/o movimentata. Questo può trovare una spiegazione nel fatto che dopo la disruzione i granelli di polvere, in assenza ormai del plasma, sono sottoposti solamente alla forza di gravità, e, se carichi e/o magnetizzati, alla forza magnetica dovuta ora al solo campo magnetico toroidale, che sussiste nella camera da vuoto per una durata programmata, diversa in base alla sua intensità, indipendentemente dalla presenza del plasma.

Nel calcolare la dimensione della particella di polvere si è dovuto tenere in considerazione “l’invasività” della diagnostica. Infatti la polvere colpita dall’impulso laser della diagnostica subisce un intenso surriscaldamento probabilmente un’ablazione della particella stessa. È stato necessario introdurre una correzione della stima della dimensione effettiva della particella mediante un modello matematico semplificato. Tale modello, funzione solamente dell’energia dell’impulso laser, dell’energia assorbita dal laser e dell’energia scatterata dalla particella ha determinato una dimensione reale della particella di un fattore 4 più grande di quella misurata.

Ai fini dell’analisi della relazione tra polvere e parametri della scarica, uno dei principali obiettivi di questa tesi, è stato necessario reperire dal Data Base di FTU i parametri fisici di ogni scarica selezionata come: campo toroidale, corrente di plasma, densità e temperatura elettronica. I parametri di plasma utilizzati sono stati mediati su un intervallo di tempo compreso tra i 50 ms ed i 10 ms che precedono la disruzione. Sono quindi rappresentativi dello stato del plasma allo stazionario o al massimo alla fase pre-disruptiva e possono fornire informazioni sulla relazione tra il tipo di scarica e la quantità di polvere rivelata poi al termine della disruzione, mentre non danno indicazioni sulla relazione tra caratteristiche e modalità di quest’ ultima e la polvere stessa.

Si è proceduto poi a calcolare un valore medio della polvere rilevata per ogni intervallo predefinito di ciascun parametro fisico di plasma. Per il campo toroidale, questo è stato diviso in intervalli di 1 Tesla. Si è evidenziata una corrispondenza tra l’aumentare della polvere, rilevata nell’intervallo di tempo tra l’inizio della disruzione ed i successivi 0,5 s e l’aumentare del campo toroidale. Con la corrente di plasma il valore medio della polvere rivelata, preso in ogni intervallo di corrente di 0,2 MA (FTU opera con una corrente fino a 1,6 MA) non evidenzia alcuna chiara relazione.

Anche il valore della polvere rivelata in funzione della densità elettronica del plasma (compresa in FTU tra $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ e $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$), mediato su intervalli di $0,5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, non mostra alcuna evidente relazione con la densità stessa.

Infine si è proceduto ad effettuare il prodotto fra la densità (n) e la temperatura elettronica (T) e a correlarlo con la polvere rivelata, dopo averlo mediato su opportuni intervalli di $n \cdot T$. L'energia termica del plasma è proporzionale al prodotto di $n \cdot T$. Giova ribadire che i parametri di plasma qui utilizzati sono stati estratti dal data base di ogni scarica nell'intervallo di tempo tra i 50 ms ed i 10 ms che precedono la disruzione, quindi il prodotto $n \cdot T$ ci dà l'immagine di tutta l'energia presente nel plasma del Tokamak all'istante che precede la disruzione. Anche in questo caso si è riscontrato un andamento paragonabile a quello ottenuto con la corrente di plasma e la densità, ovvero non appare evidente alcuna correlazione tra l'energia del plasma e la polvere rilevata.

La dipendenza della quantità di polvere dal campo magnetico toroidale potrebbe essere collegato ad un'altra dipendenza, anche più accentuata, dal campo magnetico, e cioè quella della produzione di elettroni runaway durante una disruzione, per lo meno a densità elettroniche non alte.

In conclusione si rammenta che il punto di forza della diagnostica utilizzata ovvero l'elevata risoluzione spaziale, può allo stesso tempo rappresentare un limite della metodica, perché non permette una ricostruzione della traiettoria della particella di polvere all'interno della macchina a fusione. A questo proposito potrebbe essere utile integrare lo studio che noi abbiamo fatto utilizzando videocamere ad alta risoluzione temporale e con un campo visivo adatto a poter seguire anche l'evolversi del moto delle particelle di polvere.

INTRODUZIONE

1. Introduzione sulla fusione nucleare: definizione, prospettive, macchine

- a. Definizione di fusione nucleare e introduzione al concetto di plasma
- b. Reazioni nucleari esoenergetiche e introduzione alle macchine della fusione nucleare
- c. La macchina della fusione nucleare
 1. Presupposti teorici per una efficiente macchina della fusione
 2. Il tokamak
- d. Misurazione dei parametri del plasma: introduzione alle diagnostiche

2. Le metodiche diagnostiche del plasma

- a. Generalità
- b. Introduzione al Thomson Scattering (TS)
- c. Fisica del TS e determinazione della sorgente laser

- e. Sistemi TS convenzionali e sistemi TS LIDAR
- f. Descrizione generale dei subsistemi che compongono il sistema TS installato in FTU e loro caratterizzazione
 1. Laser di potenza
 2. Sistema ottico
 3. Sistema di analisi spettrale della radiazione diffusa
 4. Sistema di rilevazione
 5. Elettronica della rivelazione
 6. Elettronica della acquisizione dei segnali
 7. Analisi dei dati e modelli teorici che si utilizzano per l'analisi

3. La polvere

- a. Generalità sulla polvere
- b. Meccanismi di formazione della polvere
 1. Fessurazione e frattura dei materiali ridepositati (flakes)
 2. Generazione di specie reattive al bordo plasma (granuli)
 3. Arcing (enucleazione di granuli)
 4. Eventi atipici: ELMs, distruzioni, runaway
- c. Dinamica delle polveri durante la scarica del plasma
- d. Dinamica delle polveri in seguito ad una disruzione: approccio fenomenologico alle polveri su FTU

4. Potenzialità del sistema di TS per misure della polvere in FTU

- a. Generalità
- b. Fisica dell'interazione tra laser e polvere e calcolo delle dimensioni delle particelle di polvere: lo scattering Rayleigh
- c. Determinazione dell'effetto della disuniformità dell'intensità del fascio laser nella determinazione della funzione di distribuzione delle particelle di polvere.

5 OBIETTIVI DEL PRESENTE STUDIO

5.1 MATERIALI E METODI

5.2 ANALISI DEI DATI E RISULTATI

5.3) CORRELAZIONE TRA PRESENZA E QUANTITÀ DI POLVERE RIVELATA

6 CONCLUSIONI E DISCUSSIONE

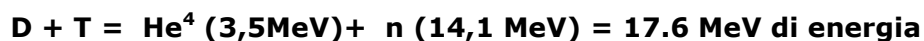
1.Introduzione sulla fusione nucleare: definizione, prospettive, macchine

1.a) Definizione di fusione nucleare e introduzione al concetto di plasma

La fusione nucleare è il processo che alimenta il sole e le stelle, con temperature di 10-15 milioni di gradi Kelvin: attraverso la fusione l'idrogeno si trasforma in elio e si produce sufficiente energia per mantenere la reazione del sole stabile per miliardi di anni con beneficio per la vita sul nostro pianeta.

Nel mondo scientifico viene svolto un grande sforzo per riprodurre la fusione nucleare sulla terra per la produzione stabile di energia elettrica. Se questo obiettivo fosse raggiunto si otterrebbe una valida alternativa al soddisfacimento del fabbisogno di energia a partire dai prossimi 30-40 anni, con un contributo sensibile al beneficio ambientale che la fusione porterebbe rispetto alle fonti energetiche derivanti da combustibili fossili. Il beneficio ambientale che si potrebbe ottenere dalla fusione consisterebbe nella assenza di emissione di anidride carbonica e nella facile reperibilità del combustibile. Questo potrebbe contribuire ad uno sviluppo sostenibile.

Ai fini dello sfruttamento della fusione nucleare, sulla terra si utilizzerebbero combustibili con rendimenti superiori a quelli utilizzati sul sole quale la reazione tra 2 isotopi dell'idrogeno ovvero il deuterio (D) ed il trizio (T). Tutti gli isotopi dell'idrogeno contengono un protone ed un elettrone inoltre il deuterio ha un neutrone ed il trizio ne ha due. Se i due nuclei venissero forzati a fondersi si verrebbe a creare un nucleo di elio con due protoni e due neutroni più l'espulsione di un neutrone.



L'energia rilasciata nella fusione nucleare è di gran lunga superiore a quella di qualsiasi reazione chimica in quanto l'energia di legame che tiene uniti due nuclei è maggiore dell'energia di legame tra gli elettroni ed il nucleo. Le condizioni necessarie per ottenere la fusione sono quelle per cui si riescono a vincere le forze colombiane tra gli ioni e perché ciò si realizzi è necessario portare la miscela di gas di Deuterio e Trizio ad una temperatura dell'ordine dei 10 keV – 100 keV. In fig 1.1 è sono riportati le tipologie di plasma di tipo fusionistico in funzione delle densità e della

temperatura; con l'aumentare di questi valori ci si avvicina alla fusione nucleare che avviene sulle stelle.

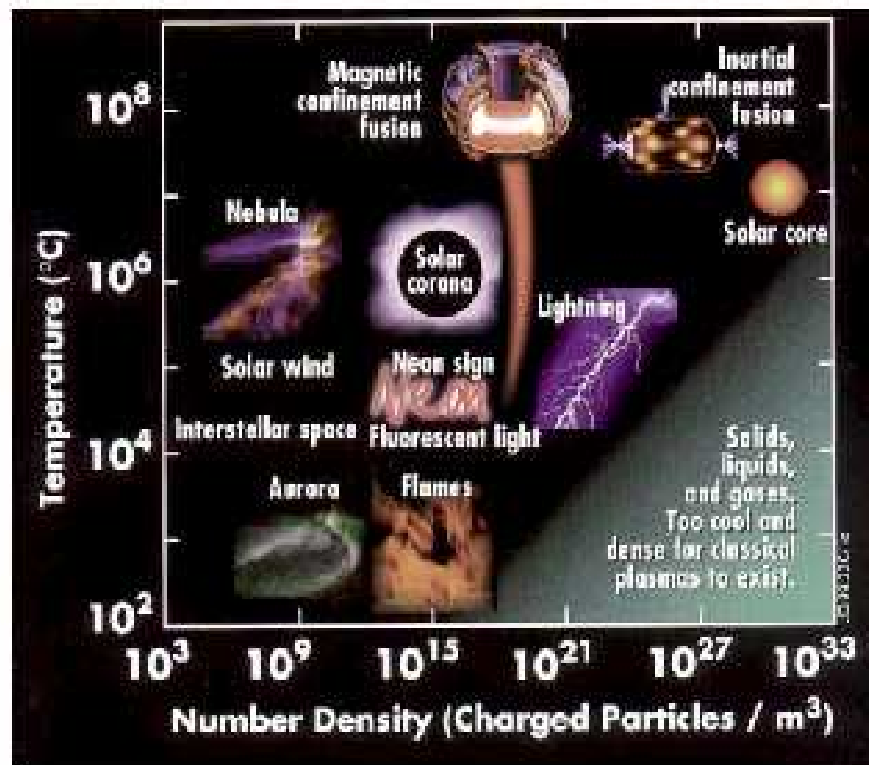


fig. 1.1 condizioni di temperatura e di densità necessarie affinché si formi un plasma

Con le condizioni gravitazionali presenti sulla terra (minori rispetto a quelle del Sole) occorrono temperature dell'ordine di 100 milioni di gradi Kelvin. A queste temperature la miscela di gas di deuterio e di trizio diventano un **plasma**: un gas caldo globalmente neutro. Nel plasma gli atomi si separano in elettroni, carichi negativamente, ed in ioni carichi positivamente. Il plasma viene anche chiamato il quarto stato della materia. In fig. 1.2 è rappresentato lo stato di aggregazione della materia in funzione della temperatura.

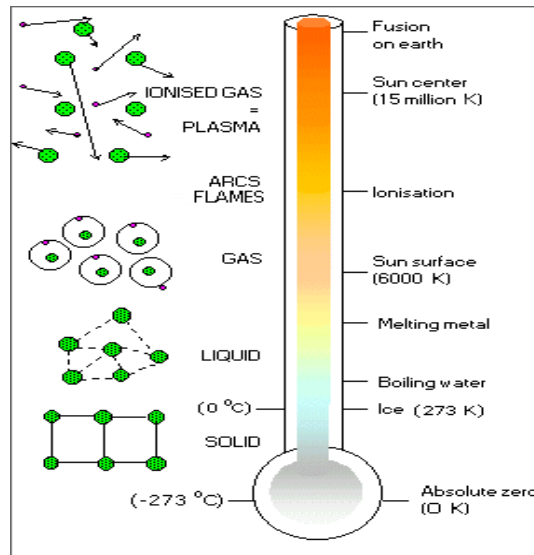


fig.1.2 diagramma dimostrativo dello stato della materia in funzione della temperature per la formazione del quarto stato della materia (il plasma)

Al fine di ottenere una fusione controllata la comunità scientifica e l'ingegneria si sono dedicate allo sviluppo delle modalità di controllo del plasma ad alta energia. Plasmi a basse temperature già vengono usati in campi industriali specialmente per superconduttori e per la lavorazione di manufatti. Tuttavia, il controllo di plasmi ad alta temperatura rappresenta un ulteriore sforzo che la scienza e l'ingegneria devono affrontare per risolvere il problema di come scaldare il plasma a 100 milioni di gradi Kelvin e confinarlo al fine di stabilizzare e controllare la fusione.

1.b) Reazioni nucleari esoenergetiche e introduzione alle macchine della fusione nucleare

Per approfondire circa le reazioni nucleari già accennate sopra, si deve precisare che la massa di un nucleo è minore della somma delle masse dei nucleoni (protoni e neutroni) che lo costituiscono: la differenza di massa (Δm), che è in relazione con l'energia di legame secondo la legge di equivalenza massa energia, $\Delta E = c^2 \Delta m$, si chiama difetto di massa. In natura abbiamo elementi atomici che possono generare il difetto di massa in due maniere distinte: la fissione e la fusione. Entrambe le reazioni generano materiale radioattivo ma con tempi di dimezzamento diversi.

-La fissione è realizzata utilizzando nuclei pesanti a bassa energia di legame (fig.1.3). La rottura di questi atomi genera energia ed altri atomi più leggeri, che hanno però una radioattività dell'ordine di 24000 anni.

-La fusione è realizzata tra nuclei con alta energia di legame per nucleone come il deuterio ed il trizio, materiale radioattivo con un tempo di dimezzamento di 12.36 anni (fig.1.3).

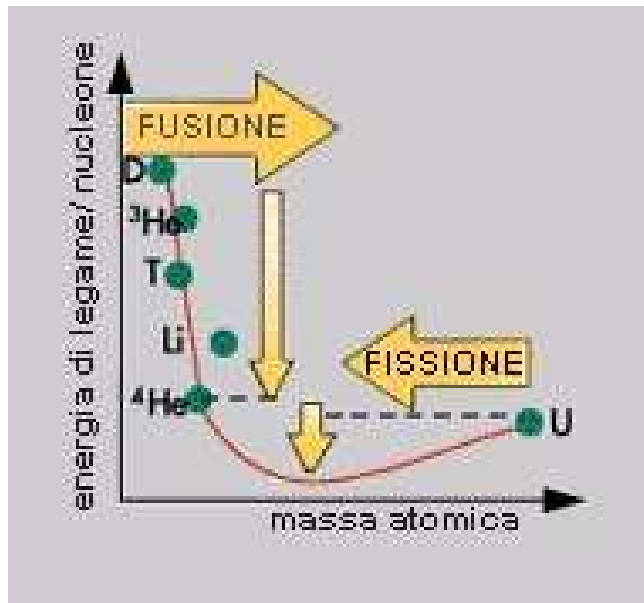


Fig 1.3 . Fusione e fissione vengono realizzate con nuclei con diversa energia di legame.

Combustibile per le reazioni di fusione.

Le reazioni nucleari di interesse per la fusione sono, quindi, quelle che coinvolgono i nuclei più leggeri, cioè i nuclei dell'idrogeno e dei suoi isotopi. In particolare, la reazione di interesse più immediato è quella che si verifica tra i nuclei di due forme pesanti dell'idrogeno, gli isotopi deuterio e trizio (a temperature di 100 milioni di gradi Kelvin)¹:



Questa reazione è la più facile da realizzare ed è anche la più efficiente al fine della produzione di energia. In fig.1.4 sono riportati i grafici di sezioni d'urto delle reazioni di fusione Deuterio-trizio (D-T), deuterio-deuterio (D-D) e deuterio-elio3 (D-He3). La reazione D-T è quella che ha la più alta sezione d'urto alla più bassa temperatura. Naturalmente parlando di un plasma caldo ove le cariche si muoveranno con velocità v , è necessario introdurre il concetto del reaction rate

¹ J. Wesson, *Tokamaks*, Oxford University Press, terza edizione (gennaio 2004), p.10. ISBN 0198509227.

$R = n_D n_T \langle \sigma v \rangle$ (numero di reazioni di fusione per m³ e secondo) ; $\langle \sigma v \rangle$ e' la media su una funzione di distribuzione maxwelliana del prodotto della sezione d'urto di fusione per la velocita' relativa dei nuclei interagenti. In fig. 1.5 è rappresentata la funzione $\langle \sigma v \rangle$ legata alla temperatura del plasma per la reazione di fusione di D-T.

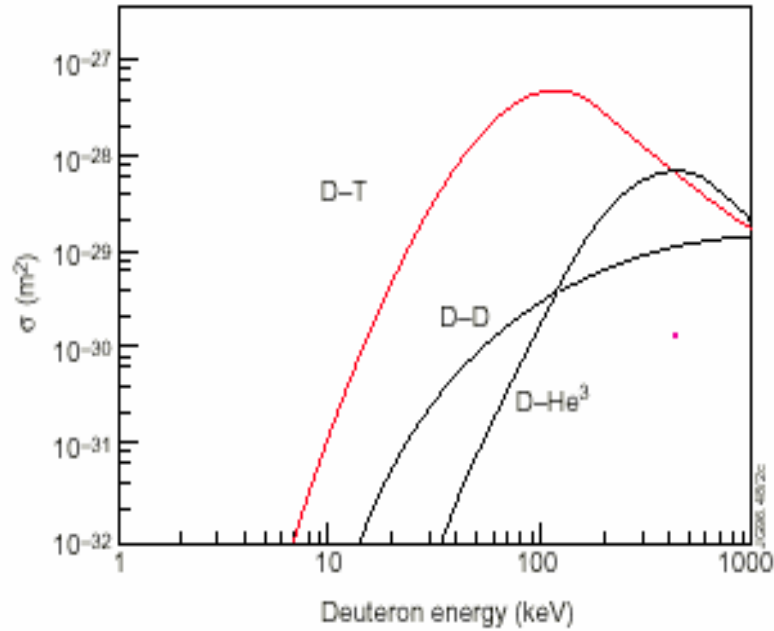


Fig. 1.4 Sezioni d'urto di alcune reazioni di fusione (D-T: deuterio-trizio, D-D: deuterio-deuterio, D-He³: deuterio-elio³).

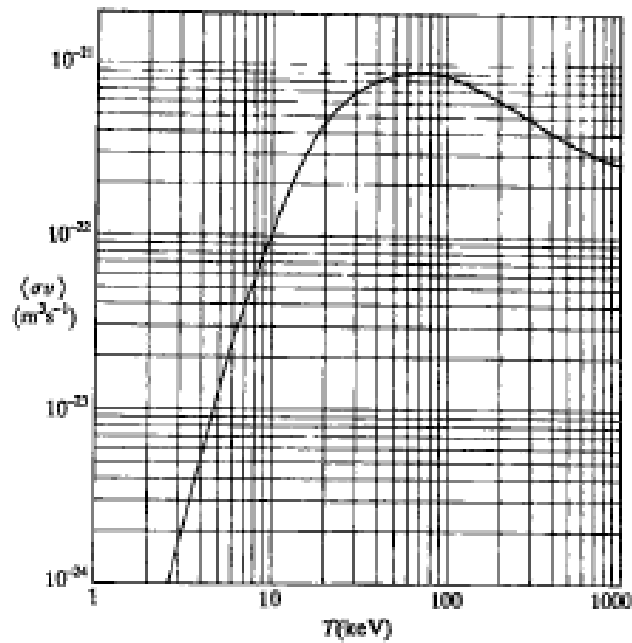


Fig. 1.5 funzione $\langle \sigma v \rangle$ legata alla reaction rate della reazione D-T.

Prodotti della reazione sono l'elio⁴, detto anche particella alfa, che porta, sotto forma di energia cinetica, 1/5 dell'energia totale prodotta nella reazione (3,5 MeV) e un neutrone che ne porta i 4/5 (14,1 MeV).

Il deuterio è abbondante nell' acqua di mare (30 g /m³) mentre il trizio non esiste in quantità apprezzabili in natura e deve quindi essere generato. Nel futuro reattore a fusione i neutroni, che trasportano l' 80% dell' energia prodotta, saranno assorbiti in un "mantello", posto intorno al nocciolo del reattore stesso, contenente litio (Li), che si trasforma in trizio ed elio secondo le reazioni:



Il litio naturale (di composizione 92.5% Li⁷, 7.5% Li⁶) abbonda nelle rocce della crosta terrestre (30 parti su un milione per unità di peso) ed è presente, in concentrazione minore, anche negli oceani. Tali quantità sono maggiori, oltre alla più semplice reperibilità, rispetto all'uranio, combustibile usato nei processi di fissione. Il "mantello" di litio è anche usato come moderatore.

Introduzione alle macchine in cui può verificarsi la fusione

Affinché la reazione di fusione avvenga occorre soddisfare le condizioni espresse dal Criterio di Lawson, condizioni che dipendono dalla temperatura del plasma. Nel caso di un plasma di deuterio-trizio a 100 milioni di gradi Kelvin, (pari a circa 10 KeV di energia) a basso contenuto di impurità, il Criterio di Lawson² afferma che:

$$n \tau_E > 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s} \quad (1.1)$$

dove

²Intervista a John D. Lawson. La versione originale è un documento scritto da Lawson sotto segreto militare nel dicembre 1955: J.D. Lawson, *Some criteria for a useful thermonuclear reactor*, A.E.R.E. GP/R 1807, desegretato aprile 1957. Il lavoro compare anche come documento pubblico nel gennaio 1957: J.D. Lawson, *Some criteria for a power producing thermonuclear reactor*, Proc. Phys. Soc. B, vol.70 (6), 1957.

$n\tau_E$ rappresenta il prodotto della densità di particelle del plasma per il tempo di confinamento .

τ_E rappresenta il tempo di confinamento dell' energia definito dal criterio di Lawson. Esso è definito come il tempo caratteristico in cui il sistema perde energia, secondo un decadimento di tipo esponenziale:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{E}{\tau_E}$$

Il valore riportato nella formula (1.1) è stato ottenuto facendo un bilancio di energia nel calcolo dell'ignizione. Il bilancio di energia si basa tra l'equilibrio della potenza fornita al plasma da una sorgente esterna (P_H) sommata alla potenza fornita dal plasma dalle particelle alfa (P_α) e la potenza dispersa P_L secondo la formula (1.2):

$$P_H + P_\alpha = P_L \quad (1.2)$$

ove

$$P_\alpha = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle E_\alpha V$$

$$P_L = \frac{\text{energia del plasma}}{\text{tempo di confinamento}} = \frac{3nTV}{\tau_E}$$

$V = \text{volume del plasma}$

$E_\alpha = \text{energia particelle alfa}$

dove in una reazione D*T la densità al quadrato è $n^2 = n_D * n_T$, cioè si assume che le densità di deuterio e trizio siano uguali fra di loro, e pari alla metà della densità di particelle del plasma (condizione che massimizza la potenza fornita dalla reazione),

Sostituendo nella equazione di bilancio di potenza (1.2) i valori della potenza di fusione e della potenza persa dal plasma , si ottiene la equazione di bilancio di potenza da cui si può estrarre il criterio di ignizione :

$$P_H = \left(\frac{3nT}{\tau_E} - \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle E_\alpha \right) V \quad (1.3.a)$$

La ignizione corrisponde alla condizione in cui la energia delle particelle alfa e' sufficiente a sostenere il plasma , e quindi a compensare le perdite :

$$\frac{1}{4}n^2 \langle \sigma v \rangle E_\alpha > \frac{3nT}{\tau_E} \Rightarrow n\tau_E > \frac{12}{\langle \sigma v \rangle} \frac{T}{E_\alpha} \quad (1.3.b)$$

Usando la formula precedente si ottiene il criterio di Lawson (1.1), valido per temperature T=10keV (come visto precedentemente $\langle \sigma v \rangle$ e' dipendente dalla temperatura, e nel range 10-20 keV puo' essere rappresentato dalla formula $\langle \sigma v \rangle = 1.1 \cdot 10^{-24} T^2 \text{ m}^3/\text{s}$, T espresso in keV).

Secondo il criterio di Lawson e la formula (1.2), perché si raggiunga l'equilibrio con un tempo di confinamento dell'ordine di 3 s, ed una densità di $n > 10^{20} \text{ m}^{-3}$, occorre fornire un'energia per portare il plasma ad una temperatura dell'ordine di 10-30 KeV. Un siffatto confinamento del plasma può essere realizzato con l'uso di un campo magnetico: in assenza di tale campo le particelle si muoverebbero a caso in tutte le direzioni, urterebbero le pareti del recipiente e il plasma si raffredderebbe inibendo la reazione di fusione. Per evitare il contatto con le pareti in una macchina a fusione ideale le particelle vengono intrappolate all'interno di superfici magnetiche generate dal campo magnetico indotto. Le particelle in tal caso assumono un moto elicoidale (fig.1.6) intorno alle linee del campo magnetico con un determinato raggio che è funzione del campo magnetico e della velocità termica (= temperatura). Tale raggio è, noto come raggio di Larmor, e vale:

$$r_{Larmor} = \frac{\text{velocita' termica}}{\text{frequenza ciclotronica}} = \frac{V_{th}}{(eB/m)} \propto \frac{(Tm)^{1/2}}{B} \quad (1.3)$$

Per esempio , Un protone di FTU (Frascati Tokamak Upgrade) da 1keV ad un campo magnetico di B=3 T avrà un larmor $r_{Larmor}=1\text{mm}$.

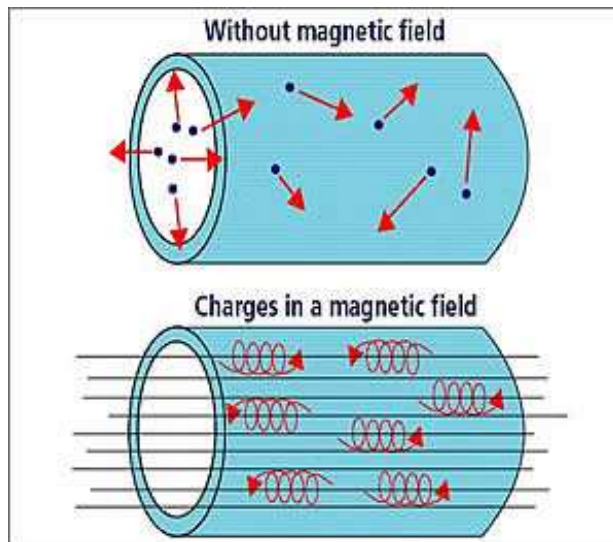


Fig 1.6 .particelle cariche con orbite spirali lungo le linee del campo magnetico

Tuttavia questo campo magnetico non è sufficiente a trattenere le particelle qualora la macchina a fusione abbia una geometria di tipo toroidale. In tal caso le cariche positive e negative tendono a separarsi in due posizioni diametralmente opposte alla macchina. Il dipolo magnetico così generato, accoppiato al campo esistente, genera instabilità sul plasma e forze meccaniche sulla macchina. Per evitare questo fenomeno indesiderato, definito come “velocità di drift”, si introduce sulle macchine un altro tipo di campo magnetico che mette in rotazione le particelle lungo il perimetro della camera della macchina. Le macchine utilizzate per il confinamento magnetico si distinguono in base al modo con cui realizzano la configurazione di campo magnetico. Il Tokamak per esempio utilizza una corrente che fluisce lungo l’asse del toro creando delle linee di campo magnetico con simmetria elicoidale; gli Stellarators utilizzano delle bobine esterne disegnate in maniera da realizzare un campo magnetico elicoidale, ma senza l’uso di una corrente ohmica di plasma. Le macchine appena descritte hanno le linee di campo interne alla macchina. Viceversa se le linee del campo magnetico passano all’esterno della macchina, la configurazione si dirà lineare o aperta. Una macchina di questo tipo prende il nome di Mirror o Tandem Mirror dotata di specchi magnetici all’estremità. Macchine tecnicamente simili sono state abbandonate in quanto hanno il grosso inconveniente di fughe di plasma nella zona finale aperta dove sono installati gli specchi magnetici. La fuga di plasma causa nel complesso rendimenti ai fini fusionistici non soddisfacenti. La macchina a fusione che noi andremo ad analizzare all’interno di questa tesi è di tipo toroidale, chiusa su se stessa e con una corrente di plasma . La corrente di plasma è indotta dall’esterno tramite un trasformatore.

1.c) la macchina della fusione nucleare

1.c.1 Presupposti teorici per una efficiente macchina della fusione

Il rendimento è la principale grandezza che definisce l'efficienza di una macchina utilizzata per la produzione di energia. Anche nel campo della fusione per determinare se una macchina si autosostiene si introduce il termine Q , definito fattore di amplificazione o guadagno (Capital Q), che è il rapporto tra l'energia prodotta dalla fusione e quella immessa:

$$Q = \frac{P_\alpha}{P_H} \quad (1.4)$$

Dove i termini del rapporto sono stati già esplicitati nella formula (1.2)

definendo P_H come la potenza che va introdotta nel plasma, avremo:

$$Q = \frac{1 \cdot 4n^2 \langle \sigma v \rangle E_{\text{fusione}} V}{P_H} \quad (1.5)$$

Se la potenza esterna P_H bilancia le perdite di energia del plasma rappresentate dall'equazione $P_L = 3nT/\tau_E$, ove si introduce la definizione di tempo di confinamento dell'energia, allora il fattore Q risulta essere funzione della **densità (n)** e della **temperatura (T)**:

$$Q = \frac{n^2 \langle \sigma v \rangle E_{\text{fusione}}}{3nT/\tau_E} = n\tau_E \frac{\langle \sigma v \rangle}{T} \sim nT\tau_E \quad (1.6)$$

A questo punto bisogna indicare quale sia la potenza in ingresso nel plasma: Lawson assume che la potenza persa si possa unire alla potenza nucleare fornita dal plasma e il tutto possa essere reimmesso con una efficienza η , in modo tale che:

$$P_H = \eta(P_\alpha + P_L) = \frac{3nT}{\tau_E}. \quad (1.7)$$

Rimaneggiando le equazioni precedenti, la relazione di uguaglianza che descrive la condizione critica di utilità di un reattore si può esprimere come una condizione su **densità**, **temperatura** e **tempo di confinamento** nel modo seguente:

$$n\tau_E = \frac{12T}{\frac{\eta}{1-\eta} E_\alpha <\sigma v>}. \quad (1.8)$$

Nell'equazione scritta qui sopra, il membro di destra è una funzione solo della temperatura, per una data reazione nucleare di fusione: ne consegue che è possibile tracciare un grafico dell' andamento del prodotto $n\tau_E$ come funzione della temperatura (fig.1.7.a-1.7.b). Un valore tipico di efficienza è $\eta = 1/3$, che è l'efficienza che veniva calcolata negli anni '70 per le centrali termoelettriche.

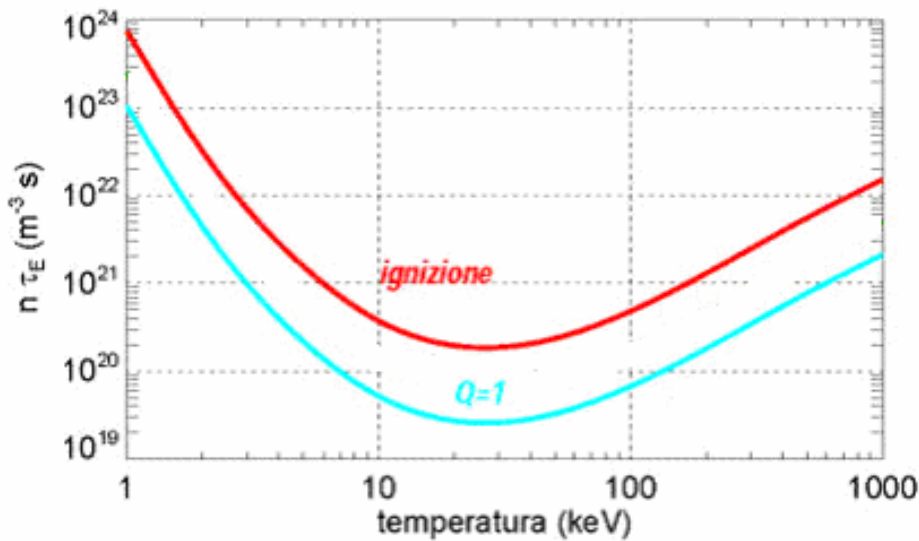


Fig. 1.7.a .Andamento di $n\tau_E$ in funzione della temperatura, espressa in kilo-elettronvolt, per la reazione di fusione deuterio-trizio. Sono indicati la curva del criterio di ignizione (rossa), e quella corrispondente al fattore di guadagno $Q=1$.



fig.1.7.b schema semplificato di una fusione autosostenuta

Il prodotto triplo

Il significato della relazione di Lawson è chiaro: la potenza che ottengo sarà maggiore della potenza in ingresso nel reattore non appena il prodotto densità per tempo di confinamento sarà maggiore della funzione (1.8) che compare a membro di destra dell' equazione di pareggio. È, quindi, conveniente esprimere il criterio di Lawson in funzione del cosiddetto *prodotto triplo* di densità, tempo di confinamento e temperatura, valutando la funzione (1.9) al minimo $T = 20\text{KeV}$, ottenendo pertanto:

$$n\tau_E T \geq 1.2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keV s.}$$

Questa relazione è diventata negli anni una relazione fondamentale che devono soddisfare i reattori a fusione: intuitivamente, indica che le particelle devono essere molte (=alta densità), altamente energetiche (=alta temperatura), e stare insieme per un tempo sufficiente (=tempo di confinamento) in modo da dare una quantità di energia sufficiente per la fusione. In altre parole, anche se ottenere valori significativi di uno dei tre parametri è abbastanza semplice in laboratorio, ottenerli tutti e tre contemporaneamente è un compito difficile.

Il criterio di ignizione

Il criterio di Lawson ha avuto una grandissima importanza storica, perché detta delle condizioni molto stringenti sullo spazio dei parametri utili per la realizzazione pratica di un reattore, al di là dei dettagli progettuali e dei singoli processi fisici in gioco. In realtà questo è vero solo in parte: infatti, con il procedere delle sperimentazioni ci si è resi conto che il criterio di Lawson fa delle approssimazioni un po' troppo grezze sulle caratteristiche dei processi che avvengono in un reattore. Una revisione in chiave moderna di questo criterio, sulla base dei risultati ottenuti nei Tokamak (JET = Joint European Torus e TFTR = Tokamak Fusion Test Reactor soprattutto) mostra i seguenti fatti:

- se un reattore a fusione si basa sul principio del confinamento magnetico, c'è una divisione naturale fra i vari prodotti di fusione: le particelle alfa, essendo cariche, sono confinate, mentre i neutroni non vengono trattenuti dal campo magnetico e vengono persi;
- la potenza nucleare viene pertanto suddivisa in potenza di neutroni (che abbandonano il plasma), e potenza ceduta alle particelle alfa, che rimangono dentro il plasma;
- in condizioni ideali, la reazione si **autosostiene**, non è in pratica più necessario alimentarla dall'esterno, e $P_{in} = 0$.

Possiamo applicare le suddette osservazioni nell'equazione (1.8). Il criterio che si ottiene viene chiamato *criterio di ignizione*: la corrispondente curva è leggermente più spostata verso valori di $n\tau_E$ più elevati (curva colore rosso fig. 6): il minimo rimane intorno ai 20 keV, ma in corrispondenza $n\tau_E = 1.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$.

In termini di prodotto triplo questo si traduce in:

$$n\tau_E T \geq 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keV s}.$$

Confrontando le relazioni per il criterio di Lawson e quello di ignizione, e tenendo conto che nella reazione deuterio-trizio $5E_\alpha \cong E_{fusione}$, si ottiene che il criterio di ignizione e quello di Lawson si equivalgono se:

$$\frac{\eta}{1 - \eta} = \frac{1}{5} \quad (1.9)$$

cioè, se $\eta = 1 / 6$. Naturalmente questo è solo un riferimento mentale, in quanto i due criteri partono da presupposti diversi.

Il fattore di guadagno della fusione

La condizione di ignizione, cioè di autosostentamento della reazione, anche se appetibile dal punto di vista energetico, è scarsamente utile dal punto di vista pratico, in quanto una reazione autosostenuta è scarsamente controllabile dall'esterno. Studi recenti mostrano infatti che è preferibile (oltre che necessario) mantenere una potenza di riscaldamento esterna, in modo che

$$P_H + P_\alpha = P_{prodotta}.$$

E' utile a questo punto reintrodurre il parametro Q , definito come il rapporto fra potenza da fusione prodotta e potenza di riscaldamento, che talvolta viene definito *fattore di guadagno* della fusione, già introdotto con la funzione (1.4) $Q = \frac{P_\alpha}{P_H}$

Siccome sappiamo dalla (1.9) che $P_{fusione} = 5P_\alpha$:

$$Q = \frac{5P_\alpha}{P_H}$$

E' a questo punto facile riconoscere che la condizione di ignizione corrisponde a $Q = \infty$, perché $P_H = 0$. Una condizione più realistica è quella in cui $Q = 1$, cioè l'energia immessa mantiene la reazione, e viene interamente convertita in energia nucleare: questa è una condizione minima perché la reazione rimanga attiva, come già annunciato precedentemente, detta condizione di break-even.

Come si colloca la condizione di *breakeven* rispetto al criterio di Lawson: cioè, un plasma che mantiene una reazione di fusione è un plasma conveniente dal punto di vista di un reattore?

E' facile, usando le regole precedentemente illustrate per il criterio di Lawson e di ignizione, mostrare che vale la relazione generalizzata :

$$n\tau_E = \frac{3T}{P_H/n^2 \left(\frac{Q}{5} + 1 \right)} \quad (1.10)$$

Questa relazione mostra che, in un modello realistico di reattore funzionante a confinamento magnetico, a parità di parametri fisici della reazione, c'è una dipendenza critica dal fattore Q , che può essere visto come l'efficienza dei sistemi di riscaldamento del reattore. Questo fatto, nelle moderne ricerche sui Tokamak ha spostato la frontiera delle ricerche fusionistiche dalla fisica del confinamento (che rimane comunque un punto fondamentale), ai problemi ingegneristici dello sviluppo di sistemi di riscaldamento sempre più efficienti.

Se noi infine ci chiediamo quale sia l'equivalenza fra la relazione generalizzata per $n\tau_E$ e il criterio di Lawson, basta riscrivere il criterio di Lawson come:

$$n\tau_E = \frac{3T}{\frac{\eta}{1-\eta} Q P_H / n^2}$$

Ottenendo, quindi, la relazione di equivalenza già usata nella formula (1.9):

$$\frac{\eta}{1-\eta} = \frac{1}{5} + \frac{1}{Q}$$

Possiamo desumere che un reattore fusionistico con un rendimento globale della macchina pari a $\eta = 1 / 6$ equivale ad un Q utile per l'ignizione pari a : $Q = \infty$; mentre se applicassimo il criterio di Lawson in cui si ipotizza un $\eta = 1 / 3$ si ottiene un valore $Q \simeq 3$. Mentre se si volesse realizzare un reattore ove tutta la potenza emessa è pari alla potenza immessa (Q=1 chiamato anche Breakeven) il rendimento globale del reattore , ai fini dell'ignizione, dovrebbe avere un rendimento pari $\eta = 6 / 11$ (54,5%). Attualmente le migliori centrali termoelettriche arrivano ad un rendimento globale del 40% circa, il che mostra la difficoltà tecnologica della fusione. Giova inoltre precisare che il Q raggiungibile sulle macchine sperimentali attuali non raggiunge l'unità.

Le condizioni per la realizzazione del reattore a fusione prevede il raggiungimento di alcuni obiettivi fondamentali in sequenza:

1. il breakeven,(Q=1) in cui l' energia generata dalla fusione eguaglia quella immessa dall' esterno per mantenere il plasma a temperatura termonucleare. Il breakeven dimostra la fattibilità scientifica del reattore a fusione;
2. l' ignizione (Q>10) in cui si ha l' autosostentamento della reazione di fusione ad opera dei nuclei di elio prodotti;
3. la fattibilità tecnologica quando il rendimento netto di tutto l' impianto è positivo.

Nel futuro **reattore a fusione** la reazione dovrà infatti **autosostenersi**: si suppone cioè che le particelle alfa intrappolate nel volume di plasma cedano ad esso la loro energia così da mantenerlo caldo dopo l'iniziale riscaldamento ottenuto con mezzi esterni. I neutroni trasferiscono intanto la loro energia al **mantello del reattore**, generando il trizio e tramutando energia in calore, utilizzabile per produrre energia elettrica.

L'energia prodotta dalle reazioni di fusione sono emesse sotto forma di energia cinetica (calore) dei prodotti della reazione:

- i neutroni, che trasportano circa l' 80% dell'energia prodotta, abbandona il plasma senza interazioni apprezzabili e vengono assorbiti dal "mantello" di litio, posto intorno al nocciolo del reattore e utilizzato per la rigenerazione del trizio. Il mantello di litio deve essere sufficientemente spesso (circa 1 m) per assorbire i neutroni di fusione (di 14 MeV). Essi vanno quindi a riscaldare un fluido producendo energia elettrica attraverso uno scambiatore di calore;
- i nuclei di elio, più pesanti, rimangono intrappolati nel plasma e trasferiscono ad esso la loro energia, ottenendo così l' autosostentamento della reazione senza ulteriore riscaldamento dall' esterno.

1.c.2 Il tokamak

Sulla strada per la realizzazione del reattore a fusione ad oggi esistono molte macchine che creano e studiano il plasma termonucleare senza però riuscire ad arrivare al breakeven.

Tali macchine sperimentali di forma toroidale, chiamate anche Tokamak, si distinguono l'una dall'altra per una propria caratteristica che va dalla geometria (circolare, a D, sferica) alla tipologia di riscaldamento introdotto (iniezione di neutri, radiofrequenza, ohmico) e ai circuiti usati (normali raffreddati e superconduttori). I Tokamak hanno tutti in comune la metodologia del confinamento magnetico del plasma, che avviene mediante 2 campi magnetici.

Campo Toroidale: generato da avvolgimenti intorno al toro, ortogonalmente al plasma.

Campo Poloidale: generato dalla corrente di plasma.

Uno schema esemplificativo dei circuiti che generano i suddetti campi magnetici sul plasma sono riportati nella figura seguente (fig. 1.8) ove sono illustrati: gli avvolgimenti intorno alla camera toroidale (in arancione) che generano il campo toriodale, il circuito magnetico costituito dal trasformatore (in rosso) che passa nel centro del toro e che genera una corrente nel plasma che a sua volta genera il campo magnetico poloidale. I circuiti poloidali esterni (in verde) hanno la funzione di rendere stabile il plasma generato dalla combinazione del campo toroidale e da quello poloidale.

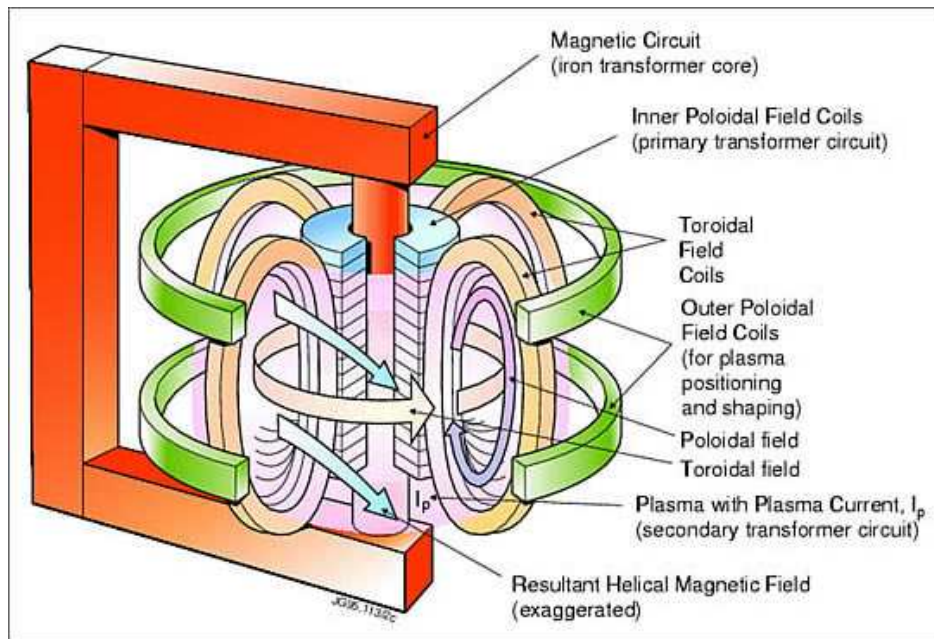


fig. 1. 8 I componenti magnetici che costituiscono un tokamak.

In particolare la macchina Tokamak di Frascati FTU (Frascati Tokamak Upgrade) ha le seguenti caratteristiche tecniche:

- Raggio maggiore della camera toroidale a sezione circolare (Toro) $R_0 = 0,935$ m,
- Raggio minore della camera toroidale $a = 0,3$ m,
- Durata della scarica di plasma fino a 1,7 s,
- Campo magnetico toroidale fino a 8 Tesla,
- Corrente indotta nel plasma fino a 1,6 MA,
- Riscaldamento addizionale mediante radiofrequenza LH, ECRH fino a 2-3 MW

1.d) misurazione dei parametri del plasma: introduzione alle diagnostiche

Uno degli obiettivi principali della fusione allo stato attuale è studiare e misurare le proprietà di un plasma termonucleare. La conoscenza e la misura di parametri importanti per il plasma come la temperatura, la densità, le perdite per radiazione emessa sono molto importanti per accrescere la conoscenza sull'andamento del plasma al fine di realizzare macchine più performanti. Tuttavia, siccome il plasma viene creato in un vessel sotto vuoto, le caratteristiche di tale plasma sono estreme (densità estremamente basse e temperature estremamente alte), quindi i metodi convenzionali di misura non sono adeguati. Perciò le diagnostiche studiate per il plasma devono essere pensate e realizzate

partendo da zero e spesso accade che la misura di un parametro fisico venga dedotto da altri parametri. Le tecniche di misura possono essere catalogate come attive o passive e vengono descritte nei capitoli a seguire.

2. Le metodiche diagnostiche del plasma

2 a). Generalità

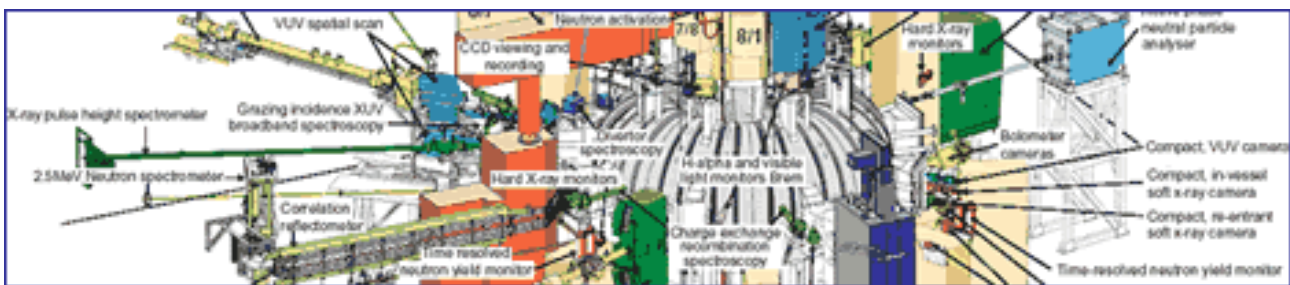


Fig. 2.1.a Schema funzionale di alcune diagnostiche installate sul Jet, Culham Science Centre, Oxford, UK

Dal capitolo precedente si deduce che risulta importante ai fini sperimentali conoscere le proprietà macroscopiche, quali ad esempio la corrente di plasma, la posizione del “core” (asse centrale) di plasma rispetto all’asse toroidale ed il bilancio energetico globale, le densità degli elettroni, degli ioni, degli atomi neutri e delle impurezze, le temperature elettroniche e ioniche, le evoluzioni temporali e la distribuzione spaziale sia delle densità che delle temperature, i tempi di confinamento dell’energia e delle particelle all’interno di una macchina Tokamak, il che si può ottenere tramite delle metodiche diagnostiche. In fig. 2.1.a sono rappresentate tutte le tipologie di diagnostiche installate su una macchina sperimentale quale il JET, dove, sia per esigenza di spazio sia per evitare l’interferenza di una diagnostica con l’altra, le diagnostiche sono installate sul tutto il toro. Le diagnostiche possono essere suddivise in 2 classi: diagnostiche passive e diagnostiche attive. Le diagnostiche passive misurano le radiazioni e le particelle emesse dal plasma senza interagire con esso. Esse sono installate esternamente al vessel o al massimo al bordo dello scrape of layer, *che e’ lo spazio tra l’ultima superficie magnetica del plasma e la camera da vuoto*. Generalmente rilevano l’emissione del plasma senza dare un valore puntuale nello spazio, misurando l’integrale spaziale su tutto il plasma. Un esempio di diagnostiche simili possono essere le diagnostiche

spettroscopiche e le misure neutroniche. Le diagnostiche passive installate sono simili in tutte le macchine a fusione fino ad oggi utilizzate esempio JET, FTU . In figura fig.2.1.b viene schematizzato l'installazione ed il funzionamento di alcune diagnostiche di tipo passivo attualmente usate sulle macchine a fusione.

Con le diagnostiche attive il plasma viene testato direttamente per vedere come esso reagisce alla sollecitazione fornita. In ogni caso con tutte le tipologie di misura attiva bisogna sincerarsi che la diagnostica non cambi significativamente o macroscopicamente il profilo del plasma generato. I metodi attivi attualmente usati sono quelli in cui la sollecitazione del plasma può avvenire mediante microonde o laser o fasci di atomi neutri. Nel caso, ad esempio, dell'interferometro un fascio laser che passa all'interno del plasma subisce uno sfasamento proporzionale alla densità del plasma rispetto ad un fascio laser che passa esternamente al plasma, generalmente per questa applicazione si usano fasci laser con una lunghezza d'onda tra dieci e cento micron. Questo strumento misura cioè l'indice di rifrazione del plasma e da esso può essere ottenuta la densità degli elettroni nel plasma. Il Thomson Scattering (TS), diagnostica utilizzata nel disegno sperimentale di questa tesi, è una diagnostica attiva che utilizza un fascio laser che viene iniettato nel plasma e misura la radiazione diffusa dal plasma. In particolare con il TS si misura i) lo spettro della radiazione diffusa, la cui larghezza è proporzionale alla temperatura del plasma, ii) l'intensità della radiazione diffusa, cioè il numero di fotoni diffusi, che è proporzionale alla densità del plasma.

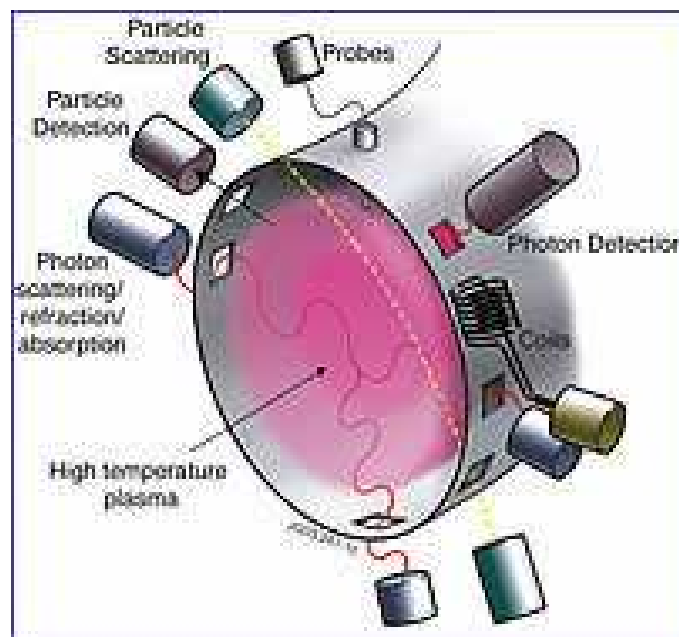


Fig.2.1.b .Schema generico del sistema diagnostico di un tokamak

2b). Introduzione al Thomson Scattering

Il Thomson Scattering, come accennato, è una diagnostica di tipo attivo, che utilizza il laser per sollecitare il plasma e che permette di misurare sia la temperatura che la densità degli elettroni nel plasma.

Nel plasma di una macchina Tokamak tipo JET(UK) la temperatura degli elettroni può variare da circa 200 eV (2 milioni gradi Kelvin) vicino al bordo ad oltre 10 KeV (100 milioni gradi Kelvin) nel centro. Generalmente nelle macchine Tokamak il Thomson scattering studia il plasma dal core fino a quasi al SOL (scrape off Layer). Il fascio laser monocromatico viene diffuso dal plasma, lo spettro della radiazione diffusa dipende dallo stato di moto degli elettroni e quindi la forma spettrale della radiazione diffusa (scatterata), dipende in maniera univoca dalla funzione di distribuzione delle velocità degli elettroni presenti nel plasma. In pratica gli elettroni che si muovono rapidi nel plasma, rimettono con un ampio spettro di luce diffusa la cui lunghezza d'onda è spostata per effetto doppler rispetto a quella incidente.

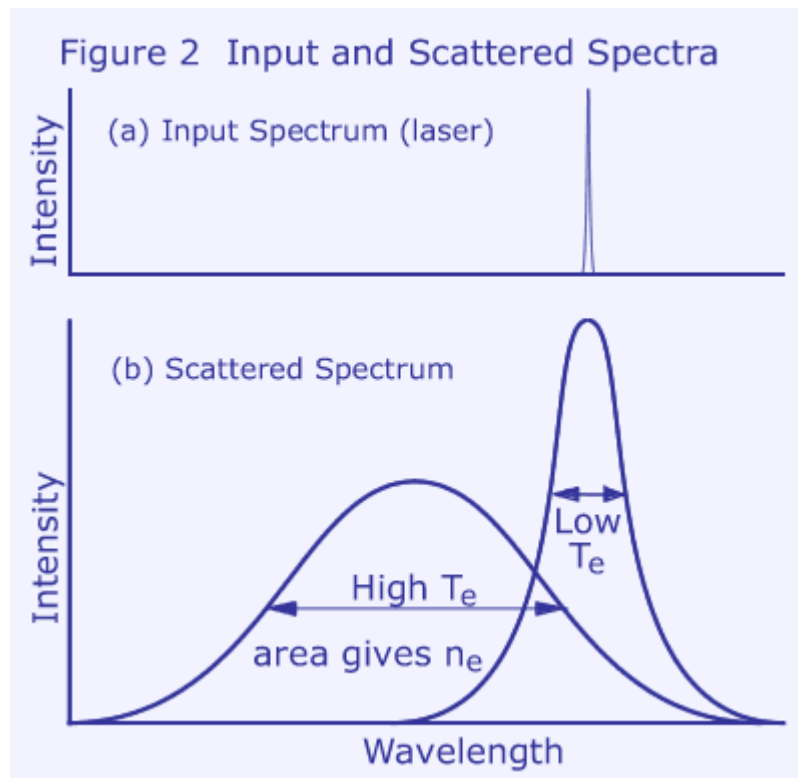


fig.2.2. Esempi di spettri della radiazione laser incidente nel plasma e diffusa

La luce diffusa viene quindi rivelata tramite un sistema di rilevazione costituito, su FTU, da ottiche come lenti, fibre ottiche e specchi che trasportano il segnale scatterato su dei filtri interferenziali dietro ai quali sono dei rivelatori (dei fotodiodi a valanga) che trasformano il segnale ottico in segnale elettrico³. Il tutto verrà spiegato approfonditamente in seguito.

In fig.2.2 si mostrano esempi di spettri della radiazione diffusa dal plasma. Si ribadisce che lo spettro diffuso è sostanzialmente proporzionale alla funzione di distribuzione delle velocità degli elettroni, la cui larghezza è proporzionale alla temperatura degli elettroni (T_e). Inoltre misurando l'intensità totale della luce scatterata può essere dedotta la densità degli elettroni (n_e). Questa metodologia è alla base della tecnica Thomson scattering.

Per determinare la scelta di una sorgente laser per realizzare una diagnostica che si basa sulla diffusione detta anche scattering, occorre tenere in considerazione alcune caratteristiche del plasma.

La lunghezza di Debye (λ_D) può essere definita come la lunghezza entro la quale sulle particelle agisce un campo elettrostatico, o anche la scala spaziale della neutralità del plasma. In pratica le scale spaziali superiori alla lunghezza di Debye sono connesse con il moto degli elettroni correlato

³ F. Orsitto, A. Brusadin, E. Giovannozzi, D. Santi, R. Bartiromo, and P. Pizzolati
Thomson-scattering diagnostic on the Frascati tokamak upgrade App. Opt. 34, 15 (1995)

con gli ioni, mentre le scale spaziali inferiori a λ_D corrispondono al moto degli elettroni liberi. Nel caso in cui la temperatura è espressa in unità di elettronvolt e la densità particelle per metro cubo abbiamo:

$$\lambda_D(m) = 7.43 \sqrt{\frac{T(eV)}{n(m^{-3})}}$$

Nei plasmi caldi generalmente avremo una lunghezza di Debye dell'ordine dei micron, dimensione al di sopra del quale il plasma appare stabile e neutro. Facendo un esempio applicato a FTU (Frascati) dove abbiamo una temperatura di 1 KeV ed una densità di $10^{20} (m^{-3})$ particelle avremo una lunghezza di Debye dell'ordine di 23 micron.

In relazione alla possibilità di misurare la luce diffusa dagli elettroni incoerentemente in moto termico, ovvero la luce diffusa da elettroni il cui moto è correlato a quello ionico, possiamo introdurre il termine:

$$\alpha = 1/k \lambda_D$$

ove k è il momento trasferito nel processo di scattering :

$k = k_i - k_s$ (fig 2.3), k_i è il momento dei fotoni incidenti, k_s ⁴ quello dei fotoni diffusi.

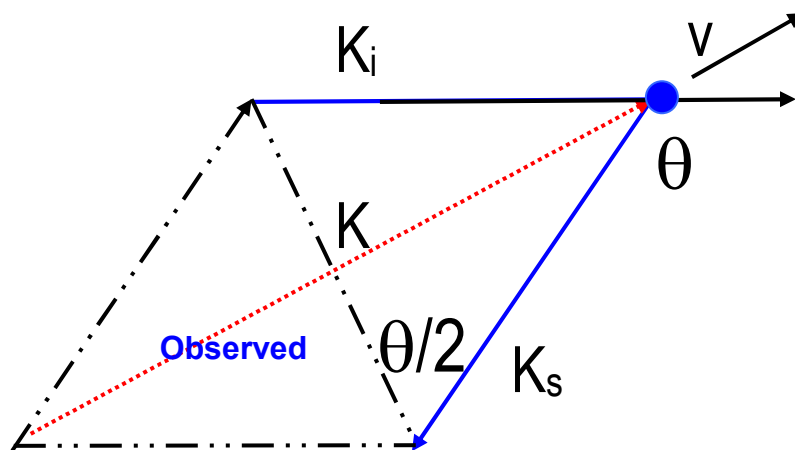


Fig. 2.3 Diagramma dei vettori dello scattering.

Dal diagramma mostrato in fig.2.3 si può dedurre che possiamo avere $K = 2|k_i| \sin \theta / 2$, nell'ipotesi che $|k_i| \approx |k_s| \sim 2\pi/\lambda_0$.

La condizione di scattering incoerente si ottiene imponendo che il valore di $\alpha < 1$.

Fisicamente tale condizione ha il significato di realizzare le condizioni geometriche per raccogliere la radiazione diffusa dagli elettroni che sono interni alla sfera di Debye. Tale condizione implica

⁴ M Walsh *Thomson Scattering and Burning Plasma in Burning Plasma Diagnostics* (Varenna Conference 2007) editors F P Orsitto, G Gorini, E Sindoni, M Tardocchi , AIP Conference proceedings vol 988(NY 2008) , pag.81.

una definita relazione tra la lunghezza d'onda della luce laser (λ_0) che si deve utilizzare nello scattering incoerente, l'angolo di scattering (θ), ed i parametri di plasma T_e (temperatura elettronica) ed n_e (densità elettronica):

$$(\lambda_0 / 2 \lambda_D) < 2\pi \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

Tale condizione è ben verificata per temperature e densità normalmente utilizzate in plasmi di interesse fusionistico, per laser a Nd:YAG con una lunghezza d'onda $\lambda_0=1.06\mu\text{m}$.

Un'altra condizione necessaria affinché l'impulso laser riesca a penetrare il plasma senza essere assorbito o riflesso è che abbia una **frequenza maggiore della frequenza di plasma**. In un plasma termonucleare possiamo determinare la frequenza di plasma come:

2)

$$f_{p,e} = \frac{\omega_{p,e}}{2\pi} = 8.98 \times n_e^{1/2} (\text{m}^{-3}) \text{ Hz}$$

quindi dovendo considerare $f_i > f_{p,e}$ bisogna tenere presente che per frequenza laser trasmissibile all'interno del plasma si intende non soltanto quella incidente ma anche quella diffusa. La condizione $f_i > f_{p,e}$ è ben verificata per il laser Nd:YAG: infatti per densità dell'ordine di $1 \cdot 10^{20} \text{m}^{-3}$, $f_{p,e}=89.8 \text{ GHz}$, mentre la frequenza del laser è $f_i = c/\lambda = 3 \cdot 10^8 / 1.06 \cdot 10^{-6} = 3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$, quindi $f_i / f_{p,e} = 3 \cdot 10^{14} / 89.8 \cdot 10^9 = 3.3 \cdot 10^3$.

Questi pochi elementi sono fondamentali per la scelta della sorgente laser e del suo lay-out ottico tra onda incidente ed onda scatterata. Attualmente nelle macchine come FTU⁵ e JET⁶ si è optato per una disposizione tra direzione del fascio incidente e linea di vista dell'ottica di raccolta dei fotoni diffusi dal plasma, ortogonali l'una rispetto dall'altra. La disposizione non è vincolante, infatti in FTU il fascio laser è entrante dalla parte inferiore della macchina e la radiazione diffusa è raccolta da un'ottica disposta sul piano equatoriale della macchina realizzando una configurazione di scattering a 90°. Mentre nel JET essendo presente un divertore nella parte inferiore della macchina, il fascio entra a livello equatoriale e la radiazione diffusa viene raccolta a 90° utilizzando un'ottica installata sulla parte superiore di un port verticale della macchina.

2d). Fisica del TS e Misura della temperatura

⁵ F. Orsitto, A. Brusadin, E. Giovannozzi, D. Santi, R. Bartiromo, P. Pizzolati *Thomson scattering system on FTU tokamak: Calibration, operation, results* Rev. Sci. Instrum. 66(2) (1995)

⁶ H. Salzmann, J. Bundgaard, A. Gadd, C. Gowers, K.B. Hanseen, K. Hirsch, P. Nielsen, K. Reed, C. Schrodler and K. Weisberg *The LIDAR Thomson scattering diagnostic on JET* JET Joint Undertaking Abingdon Oxon OX143EA UK Presented on 14 March 1988

Finora abbiamo spiegato il principio fisico dello scattering Thomson incoerente, ma non si è ancora discusso su quale principio si misura la temperatura del plasma. Per spiegare la temperatura per un plasma termonucleare dobbiamo introdurre il concetto di **funzione di velocità maxwelliana**.

All'equilibrio termico la funzione di distribuzione delle velocità di un plasma è maxwelliana, cioè:

$$f(\mathbf{v}) = (m/2\pi T)^{3/2} e^{-(E/T)}$$

con

$$E = mv^2/2 \quad ; \quad \int d\mathbf{v} f(\mathbf{v}) = 1 \quad ; \quad \text{Velocità termica } v_t \equiv (2T/m)^{1/2}.$$

Nel processo di scattering la radiazione viene assorbita dagli elettroni e riemessa, la radiazione emessa dagli elettroni nel processo di diffusione ha uno shift doppler rispetto a quella incidente $\Delta\lambda/\lambda_0 = v/c$, dove v è la velocità del singolo elettrone.

Sostituendo tale relazione nella forma della funzione di distribuzione maxwelliana si ha la **distribuzione spettrale della radiazione diffusa**.

$$F(\lambda) = B \exp[-1/2 \lambda \Delta^2 / \sigma^2]$$

Dove σ è la larghezza dello spettro

$$\sigma^2 = [2\lambda_0 \sin(\theta/2)]^2 kT/c^2 m_e$$

E λ_0 è la lunghezza della sorgente laser

Quindi possiamo dedurre, mediante delle correzioni relativistiche, che **la larghezza dello spettro sia proporzionale alla radice della temperatura** noti gli altri fattori quali θ e λ_0 :

$$\sigma \propto \sqrt{T}.$$

2e). Sistemi TS convenzionali e sistemi TS LIDAR.

Nei Tokamak inoltre desideriamo sapere come la temperatura e la densità variano all'interno del plasma. Per ottenere queste informazioni si possono utilizzare due tecniche.

La prima tecnica, detta Thomson scattering incoerente, consiste nel raccogliere la luce diffusa dal plasma a 90 gradi rispetto al fascio, e quindi a misurare la radiazione diffusa dal plasma in ogni posizione del fascio laser incidente. Si crea una immagine del fascio incidente su una matrice di fibre ottiche ed ogni fibra raccoglie la radiazione diffusa relativa ad una specifica posizione lungo il fascio laser nel plasma. La risoluzione spaziale dell'impulso laser viene determinata geometricamente dall'angolo formato dalla direzione della luce incidente e quella della luce diffusa. È questa tecnica diagnostica che si utilizza in questa tesi che si occupa della rilevazione della

polvere da parte del TS incoerente installato su FTU di Frascati dove si usa con angolo di scattering di 90° .

L'altra tecnica, che si basa sempre sul principio dello scattering, ma con un angolo di scattering di 180° , è la tecnica LIDAR. Il termine LIDAR significa: *Light Detection and Ranging* o *Laser Imaging Detection and Ranging*. Permette di determinare la distanza di un oggetto o di una superficie utilizzando un impulso laser, oltre a determinare la concentrazione di elettroni nel plasma. Come per il radar, che al posto della luce utilizza onde radio, la distanza dell'oggetto è determinata misurando il tempo trascorso fra l'emissione dell'impulso e la ricezione del segnale diffuso a 180° rispetto alla direzione del fascio incidente. Generalmente il LIDAR viene usato, nella fisica dell'atmosfera, per misurare a distanza la densità di certi costituenti della media e alta atmosfera come il potassio, il sodio, l'azoto e ossigeno molecolari; queste misure permettono poi di calcolare le temperature degli strati interessati. Il LIDAR può anche fornire informazioni sulla distribuzione verticale delle particelle di aerosol eventualmente presenti. Nei Tokamak viene usato per determinare, come accennato prima, la densità e temperatura elettronica. In comune con la meteorologia il LIDAR ha le stesse sorgenti laser e lo stesso principio fisico: misurazione della risoluzione spaziale in funzione del "tempo di volo" (fig. 2.5) che è il tempo che intercorre tra l'invio dell'impulso e la ricezione della radiazione retrodiffusa. L'ottica di raccolta del segnale diffuso è infatti la stessa di quella che viene utilizzata per inviare il fascio laser incidente sul plasma. I rivelatori in questo caso devono essere molto veloci nell'acquisizione, perché misurano pacchetti di tempo di volo della luce retrodiffusa: più sono veloci i rivelatori più la risoluzione spaziale è migliore. Il vantaggio di questo sistema è che, riutilizzando lo stesso port della sorgente laser, la diagnostica non occupa molto spazio. Esiste un limite sulla durata minima dell'impulso che può essere usato per il LIDAR dovuto alla potenza massima che le ottiche d'ingresso del fascio laser nel tokamak sono in grado di sostenere e la velocità dei detector usati.

Su JET l'impulso laser inviato al plasma è molto corto: 0.3 nanosecondi di durata che, alla velocità della luce, corrisponde ad un impulso di luce con una lunghezza di 10 centimetri. Usando un sistema veloce di registrazione e di rivelazione, possiamo misurare lo spettro retrodiffuso risolto in tempo. Possiamo allora analizzare i cambiamenti dello spettro diffuso dall'impulso laser che passa dal bordo relativamente freddo al nucleo caldo e ancora esternamente al bordo opposto del plasma. Possiamo quindi ricostruire istante per istante, durante il progredire spaziale dell'impulso laser, il punto esatto interno al plasma, quindi possiamo determinare dallo spettro diffuso istantaneamente i valori locali della temperatura e della densità nel plasma. Nella figura 2.4 viene mostrata la misura Thomson scattering con tecnica LIDAR usata sul JET (UK) dove si vede il variare della

temperatura e della densità puntualmente dentro il plasma, durante una scarica, in cui si inietta un fascio di atomi neutri allo scopo di riscaldare il plasma. Nella stessa figura sono rappresentate sovrapposte lungo le ordinate la misura della temperatura elettronica e la densità elettronica del plasma. In ordinate viene rappresentato puntualmente il valore che la temperatura e la densità assumono all'interno della camera del Tokamak a partire dalla parete interna (raggio minore del toro) alla parete esterna (raggio maggiore del toro). Lungo Z è riportata la dipendenza dal tempo della misura, questo permette una ricostruzione tridimensionale.

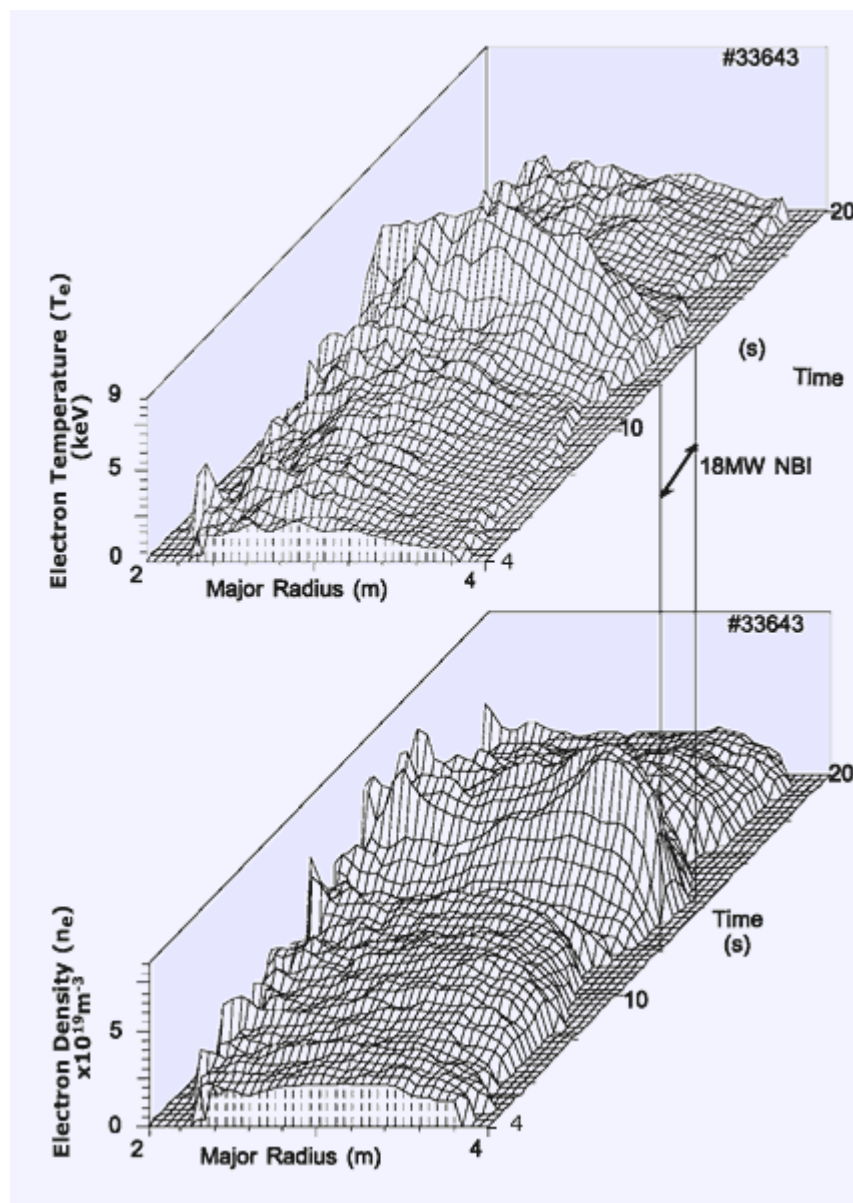


Fig.2.4. Misure di densità e temperatura fatte al JET con il sistema LIDAR (tempo di volo). Nella figura è evidenziato l'aumento di temperatura e densità connesso con la iniezione di un fascio di neutri nel plasma.

**LIDAR: Note that the profile length in time is $dt=2L/C$.
Effectively 15cm/ns!
 Detector and laser response defines spatial resolution**

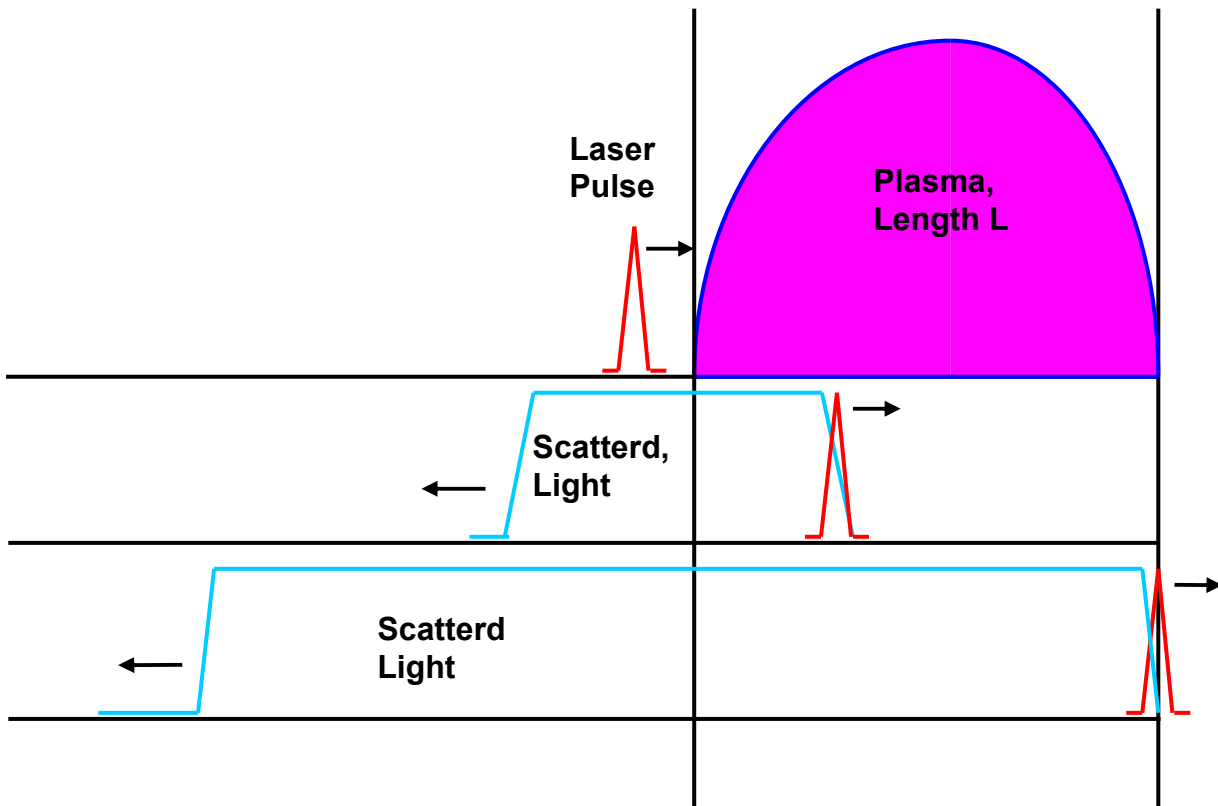


fig.2.5 risoluzione temporale del LIDAR

Attualmente un sistema Lidar thomson è installato su Tokamak , quali il JET, ma non su FTU .

Per il LIDAR, la risoluzione spaziale è determinata da:

$$\Delta L = (\tau_{\text{laser}}^2 + \tau_{\text{misura}}^2)^{1/2} \quad (3.1)$$

dove le grandezze in gioco sono:

c = velocità della luce del fascio laser,

τ_{laser} = tempo dell'impulso laser,

τ_{misura} = tempo di risposta della misurazione dell'impulso laser.

Dalle formule appena descritte e, come già anticipato, per una buona risoluzione spaziale è richiesto un impulso laser molto corto ed una velocità di acquisizione molto grande (fig.2.6)

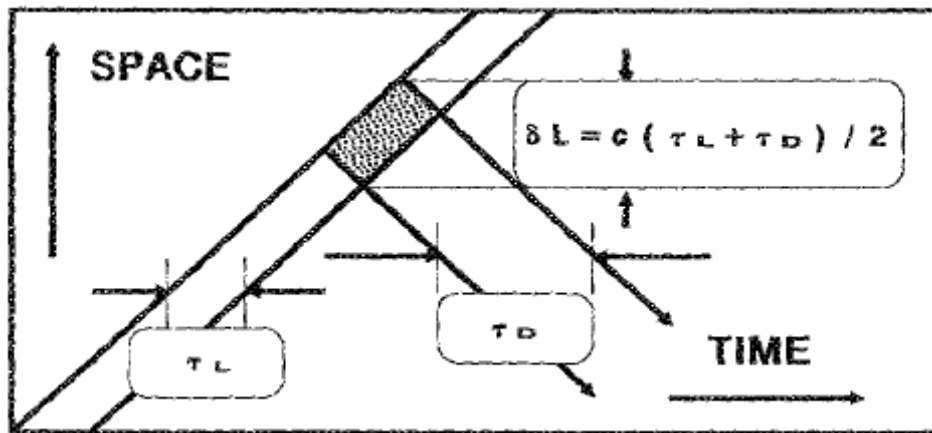


fig. 2.6- risoluzione spaziale in funzione del tempo di volo per una diagnostica basata sullo scattering.

Tale sistema offre dei vantaggi quali:

1. un solo port del Tokamak occupato per l'input del laser e la ricezione del segnale,
2. tutti i canali spaziali sono trasmessi lungo una sola linea ottica. Ciò vuol dire un'ottica di raccolta del segnale diffusa ed un'elettronica di ricezione molto più compatta rispetto al TS tradizionale.
3. Si usano gli stessi canali di misura per tutte le posizioni spaziali, questo fatto semplifica notevolmente le calibrazioni che in un sistema di TS a 90° devono essere ripetute su tutti i canali spaziali.

in conclusione per lo studio delle polveri, avendo a disposizione il segnale del laser scatterato di riferimento, entrambe le due tipologie di diagnostiche (TS incoerente e LIDAR) offrono la possibilità di rilevare particelle di polvere a seguito di una disruzione. Attualmente lo studio di questa tesi si è concentrato sul TS incoerente installato su FTU in quanto dispone del segnale della sorgente laser di riferimento, dato indispensabile per il discernimento tra la radiazione laser scatterata da particelle di polvere e la radiazione emessa dalle particelle di polvere ablate dalla sorgente laser incidente su di esse (vedi cap. 4). Su JET, dove è installato il LIDAR l'informazione inerente alla radiazione scatterata alla stessa lunghezza d'onda del laser manca, è solo presente la radiazione rilevata su altri canali (lunghezza d'onda differenti) che mostrano solamente la radiazione che una particella emette in seguito all'ablazione dovuta all'interazione con il fascio laser.

2 f). Descrizione generale dei subsistemi che compongono il sistema di THOMSON SCATTERING installato su FTU e loro caratterizzazione

In questa sezione vengono descritti tutti i componenti che costituiscono la diagnostica del Thomson Scattering installati su FTU ed oggetto di questa tesi. La descrizione segue il cammino ottico del raggio laser a partire dalla sorgente, lungo componenti che operano in condizioni di pressione e temperatura diversi, fino a giungere all'acquisizione dati del segnale ricevuto dallo scattering degli elettroni.

Qui di seguito riportiamo l'elenco dei componenti che incontreremo lungo il cammino:

- 1)laser di potenza
- 2)sistema ottico
- 3)plasma
- 4)sistema di analisi spettrale della radiazione diffusa
- 5)sistema di rivelazione
- 6)elettronica della rivelazione
- 7)elettronica della acquisizione dei segnali
- 8)analisi dei dati e sistemi di controllo della diagnostica

Si è voluto specificare nel dettaglio il principio i funzionamento tecnico della ricezione del segnale perché rappresenta lo strumento utilizzato su FTU per ottenere i dati sperimentali oggetto di questa tesi.

1)Laser di potenza

Come già anticipato nei capitoli precedenti, ai fini di una misura della temperatura e della densità del plasma termonucleare mediante tecniche Thomson Scattering (TS), occorre utilizzare sorgenti che abbiano le seguenti caratteristiche:

-la sorgente di luce deve essere monocromatica ad alta intensità , in quanto lo scattering è a livello fotonico, che nel nostro caso ha una lunghezza d'onda di 1064 nm, durata impulso 15nsec, frequenza 30 Hz, Energia 1,5 J.

-la frequenza dell'onda elettromagnetica emessa dal laser deve essere sufficientemente maggiore della frequenza del plasma per evitare fenomeni di riflessioni della luce incidente:

$f_{pe}=89.8 \text{ GHz}$,

mentre la frequenza del laser e' $f_i = c/\lambda = 3 \cdot 10^8 / 1.06 \cdot 10^{-6} = 3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$,

quindi $f_i / f_{p,e} = 3 \cdot 10^{14} / 89.8 \cdot 10^9 = 3.3 \cdot 10^3$

-l'impulso deve essere ragionevolmente breve in modo che la radiazione di TS sia facilmente distinguibile naturalmente emessa dal plasma. Generalmente si usano laser Q-switched con un impulso della durata di qualche nanosecondo. Un impulso laser molto breve è invece necessario in un sistema LIDAR, in quanto la durata dell'impulso laser determina la risoluzione spaziale della misura, mentre nel sistema convenzionale la risoluzione spaziale dipende solo dalla geometria, su FTU è dell'ordine di 2 cm^3 ,

-l'energia per unità di superficie deve essere la più alta possibile per massimizzare la accuratezza della misura, e per avere un segnale diffuso che sia superiore alla luce emessa dal plasma, compatibilmente con la soglia in potenza di danneggiamento delle ottiche. Nel nostro caso :
E/S

Dove E: l'energia del laser (1,5 J)

S= superficie del fascio laser sull'ottica

Mentre nel beam waist del laser di FTU la sezione avrà un diametro di 0.4 mm.

A queste caratteristiche fisiche si devono aggiungere quelle tecnologiche della sorgente:

- alta affidabilità,
- output costante nel tempo,
- poco ingombro,
- facile manutenzione.

Attualmente le soglie di danneggiamento delle ottiche in commercio per tali applicazioni si aggirano su un valore pari a $2 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$, mentre la sorgente utilizzata in Frascati su FTU può raggiungere l'intensità dell'ordine di $2 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$ ma solo quando viene focalizzato nel core del plasma. Nella zona delle ottiche può scendere a $5 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$. Con questo dato a disposizione possiamo determinare la relazione che lega l'intensità di un'onda all'ampiezza del campo elettrico:

$$E_0(\text{V/cm}) = 27,5 \cdot 10^{0,5} (\text{W/cm}^2) = 6 \cdot 10^4 \text{ V/cm} \quad (2.1)$$

tali campi elettrici potrebbero arrivare a ionizzare gli atomi.

Il valore appena ottenuto è importante perché dal valore dell'energia dal vettore di Pointyng

$u_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ capiamo se per i nostri scopi abbiamo un progressivo danneggiamento delle ottiche utilizzate (specchi e lenti) o meno.

Nella definizione della sorgente laser si identificano tipi diversi a seconda delle funzione che deve ricoprire. La tipologia di sorgente laser che risponde a facile manutenzione, costanza di

funzionamento nel tempo, bassa divergenza del fascio con il variare della temperatura tramite un facile sistema di raffreddamento, oltre alle esigenze sopra descritte, è quella allo stato solido quale il Nd-Yag con lunghezza d'onda pari a 1064 nm nella zona dell'infrarosso, come quello installato su macchine a fusione come FTU, ma anche su JIPPT-IIU che è una macchina molto simile a FTU e sulla quale sono stati effettuati gli studi sulla polvere.

Ai fini dello scattering, sapendo dalla letteratura che solo una parte di fotoni incidente viene scatterata, la sorgente laser deve avere un numero minimo di fotoni emessi. Per la determinazione dei fotoni emessi da una sorgente laser quale il Nd-Yag dobbiamo studiare i seguenti argomenti⁷:

1) tipologia di pompaggio

2) efficienza quantistica

1) il Nd-Yag è costituito generalmente da una ROD (barra cilindrica del mezzo attivo) o al massimo da una Slab (barra parallelepipedica del mezzo attivo) di vetro al Nd-YAG, che, posto nella camera di pompaggio, viene pompato otticamente con lampade ad alto rendimento, quali quelle caricate con gas Xenon o con gas Krypton. Tali lampade permettono il miglior salto quantico del mezzo attivo. Nelle immagini seguenti si vede come i fotoni emessi dalle lampade vengano assorbiti.(Fig. 2.7). FTU nel 1994⁸ utilizzava come mezzo attivo delle Slab, ma successivamente per evitare il problema della distorsione della slab si usano delle rod illuminate da lampade allo xenon.

⁷ Rydzy Alexander Tesi di laurea "Sorgenti laser al Nd-yag ad alta energia" – università di Tor Vergata –Roma-2004:

⁸ V. Voitsenya et al Rev Sci Instr. 72 (2001) 475, F. Orsitto et al ibidem p.540.

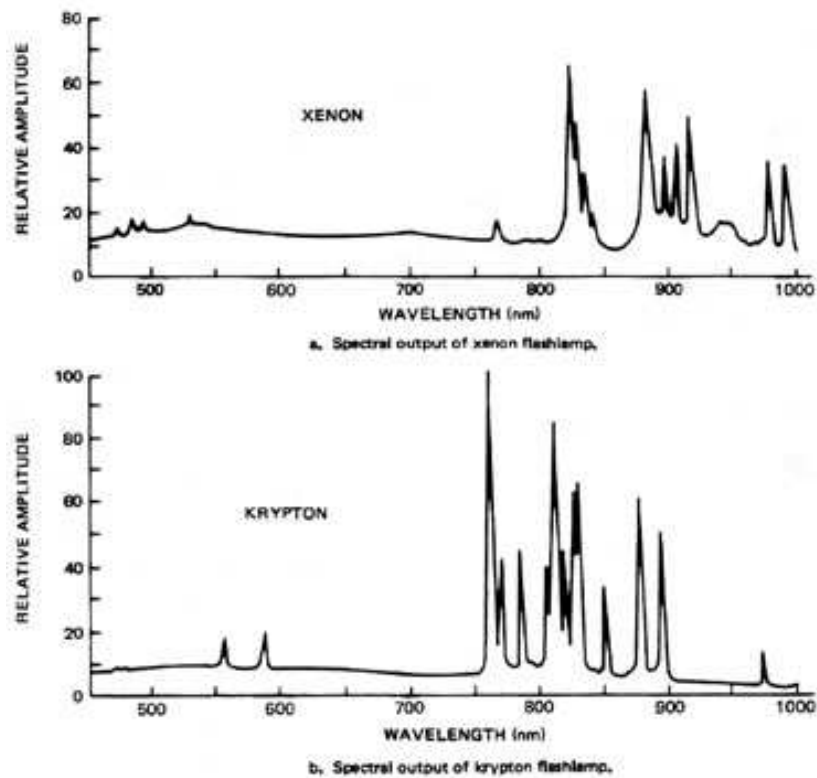


Fig.2.7 Uscita spettrale delle flashlamps per il pompaggio dei laser allo stato solido pulsati

2) Il rapporto tra la quantità di fotoni emessa dalle lampade rispetto alla quantità di fotoni che vengono assorbiti dal mezzo attivo prende il nome di rendimento di quantum. Esso è funzione principalmente della geometria della camera di pompaggio: più la luce emessa dalle lampade incidente è ortogonale al mezzo attivo in maniera omogenea, più il rendimento è alto. Si stima un buon rendimento di quantum nell'ordine di 0,8.

Il mezzo attivo emetterà una quantità di fotoni in funzione della propria lunghezza d'onda che, nel nostro caso è $\lambda = 1064 \text{ nm}$.

Sappiamo inoltre che, l'energia di un fotone a 1064 nm:

$$E = h\nu = 6.63 \times 10^{-34} \text{ js} \times 3 \times 10^{14} \text{ Hz} = 2 \times 10^{-19} \text{ J/fotone} \quad (2.2)$$

Il numero di fotoni incidenti sul plasma per un laser con energia di 1.5J per impulso e' :

$$\left[\begin{array}{l} \text{numero di fotoni} \\ \text{sorgente laser} \end{array} \right] = \frac{1,5J}{2 \times 10^{-19} \frac{J}{\text{fotone}}} = 7,5 \times 10^{18} [\text{fotoni}] \quad (2.3)$$

determinato il numero di fotoni emessi occorre ora calcolare il numero di fotoni scatterati da un plasma termonucleare ad una determinata lunghezza d'onda, secondo la seguente formula:

$$NP_{TS,i} = N_{laser} n_e (d\sigma/d\Omega)_{TS} \Delta\Omega \Delta L \quad (2.4)$$

N_{laser} = nr di fotoni incidenti del laser = $7.5 \cdot 10^{18}$.

n_e = densità elettronica = $1 \cdot 10^{20} \text{m}^{-3}$ (su FTU)

ΔL = lunghezza del volume di scattering = 0.02m (su FTU)

$(d\sigma/d\Omega)_{TS} = r_e^2$ = sezione d'urto = $7.93 \cdot 10^{-30} \text{m}^2$.

$\Delta\Omega$ = angolo solido di raccolta dei fotoni diffusi = 0.031sr (su FTU)

$NP_{TS} = 7.5 \cdot 10^{18} * 10^{20} * 7.93 \cdot 10^{-30} * 0.031 * 0.02 = 3.7 \cdot 10^6$ fotoni

$NP_{TS} / N_{laser} = 5 \cdot 10^{-12}$.

2) sistema ottico

La sorgente laser è installata esternamente alla macchina, quindi, occorre un cammino ottico che attraversi il muro biologico mediante riflessione ottica su specchi e, una volta in prossimità della finestra di accesso nella macchina, il fascio laser viene focalizzato mediante lenti all'interno del plasma per poi uscire dalla parte opposta della sezione poloidale. Per evitare danneggiamenti a strutture esterne alla macchina e il ferimento del personale addetto presente all'interno della torus hall, viene installato alla fine del percorso ottico un beam dump: assorbitore di radiazione elettromagnetica ottica. Questo ultimo è costituito da lamelle nere inclinate verso l'interno in modo tale che il fascio entrante venga riflesso ed assorbito verso l'interno senza riuscire. In caso contrario, se ci fosse una riflessione verso l'interno della macchina, si andrebbe a creare un rumore non indifferente nella misura durante lo scattering. Questo fenomeno è meglio detto stray light. In FTU il fascio entra dalla parte inferiore della macchina ed il beam dump è installato esternamente nella parte superiore. La (Fig 2.8) mostra il percorso ottico del LIDAR installato sul JET, attuale macchina di riferimento per la fusione, dove il fascio laser proveniente dal roof lab entra nella macchina a livello equatoriale e termina sul beam dump che è installato internamente al toro sulla parete contrapposta. Le finestre di ingresso e di uscita generalmente su tutte le macchine, compresa

FTU, sono di BK7 che è un vetro ad alta trasmissibilità ed in alcuni casi, come quella sottostante il beam dump di FTU, è inclinata secondo l'angolo di Brewster per evitare retroriflessioni.

Gli specchi utilizzati devono rispondere alle seguenti caratteristiche:

- resistere al bombardamento neutronico proveniente dal tokamak mediante le pareti e le finestre di vetro,
- avere un'alta ed uniforme riflettività nella lunghezza di 1064 nm,
- avere elevata soglia di danneggiamento ottico.

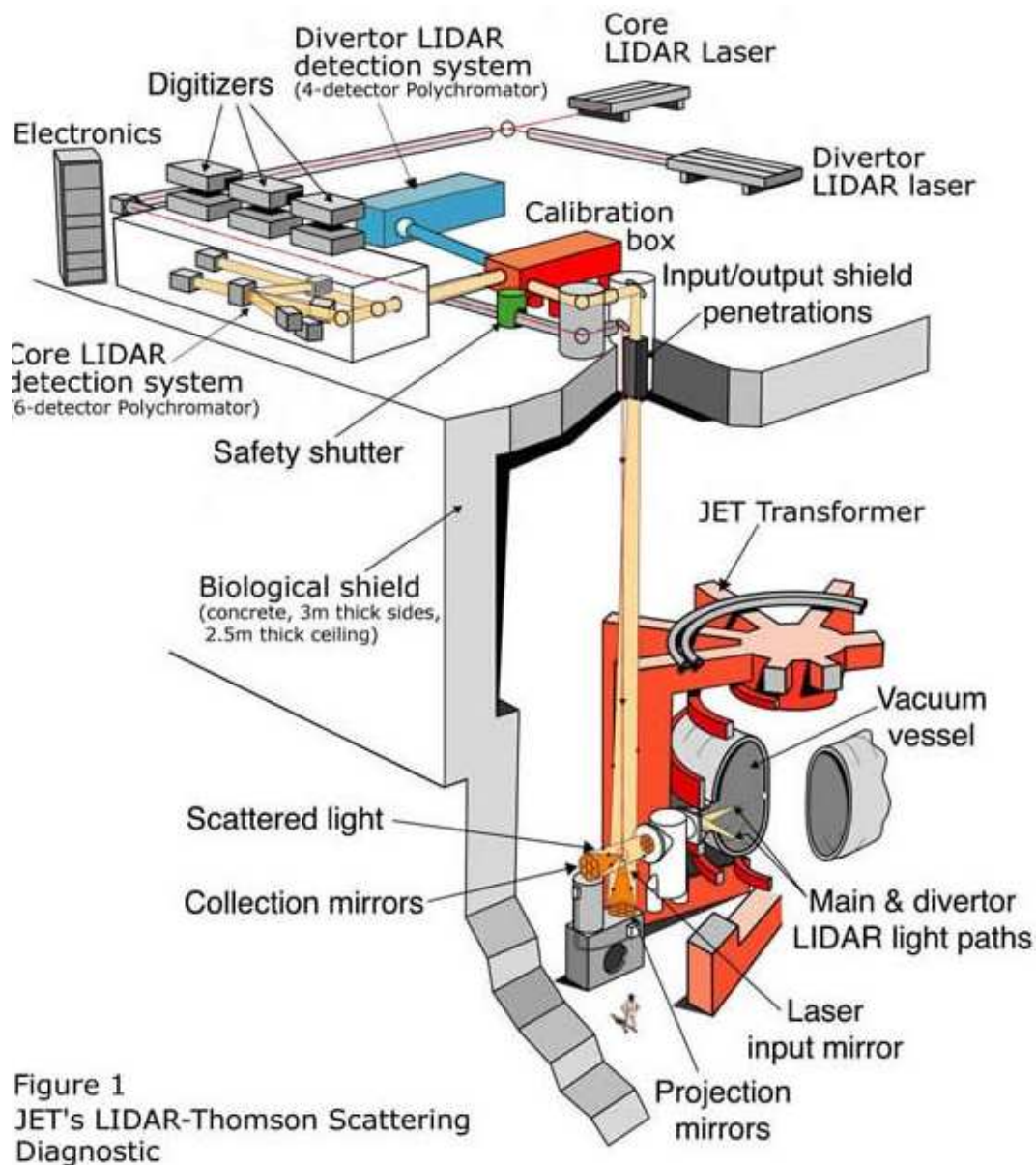


Figure 1
JET's LIDAR-Thomson Scattering Diagnostic

Fig.2.8 Percorso ottico del fascio laser della diagnostica Lidar- Thomson installato sulla macchina JET. L'ingresso del fascio a differenza di FTU è a livello equatoriale

La resistenza termica al riscaldamento neutronico della struttura che costituisce gli specchi è un fattore molto importante per la qualità dell'immagine riflessa. Generalmente vengono utilizzati specchi sferici con trattamento superficiale all'alluminio. In alternativa possono essere considerati validi per futuri impieghi come su ITER (fig. 2.9) specchi con trattamento superficiale al Rodio⁹ su substrato di Rame puro. Per aumentare le caratteristiche termiche ed ottiche degli specchi possono essere utilizzate 2 tecniche: l'elettroevaporazione ed l'elettrodeposizione in bagno galvanico. Nel caso dell'elettroevaporazione il rodio viene intrappolato strutturalmente nella matrice di rame mediante il legame rame-nichel che ha la funzione di omogeneizzare la deposizione del Rodio¹⁰, mentre nell'elettrodeposizione il substrato di rame viene attaccato direttamente dagli ioni di rodio nel bagno di nichel che ha la funzione di proteggere il rame.

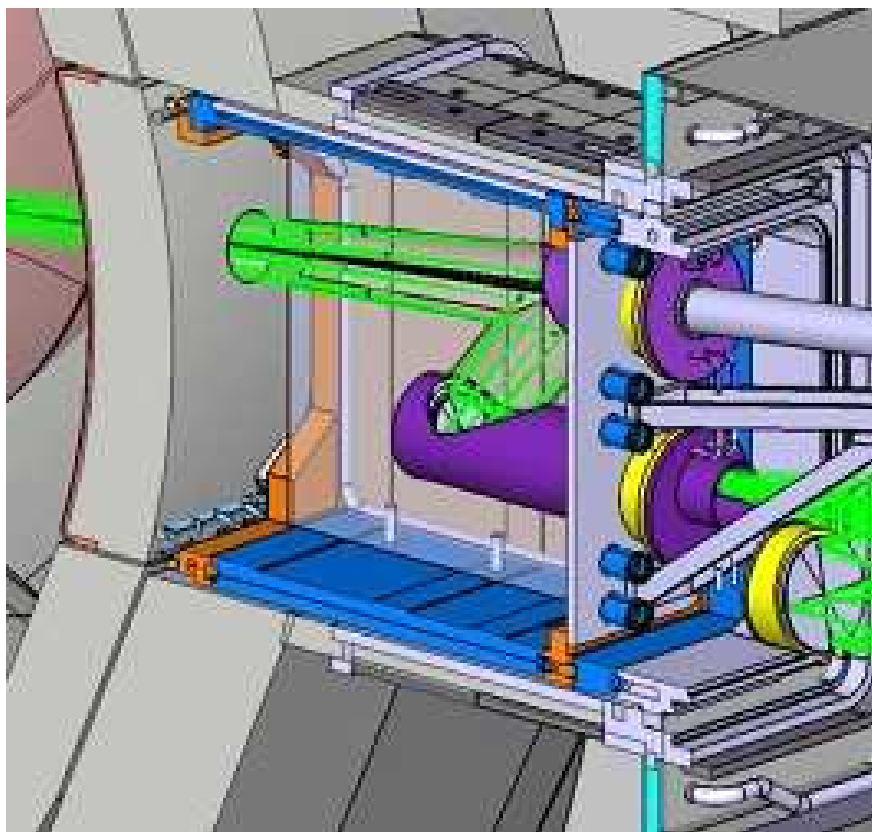


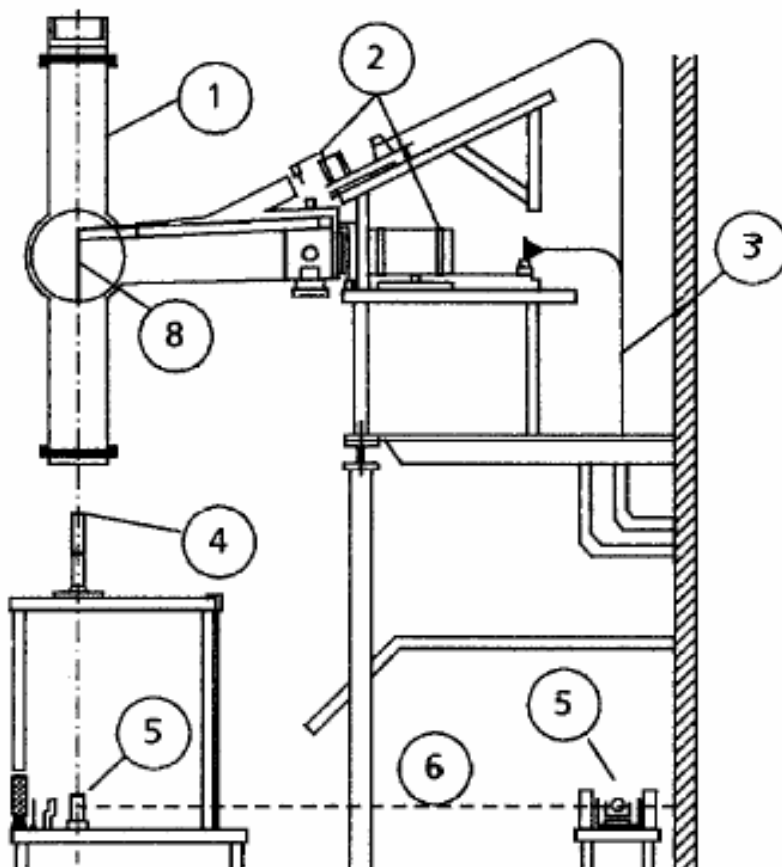
Fig. 2.9 probabile installazione degli specchi al Rhodio per la diagnostica Lidar Thomson su ITER

Nella figura 2.9 è illustrato il percorso ottico del fascio laser (in verde) entrante nella camera da vuoto. La disposizione degli specchi(in viola) è stata pensata con la forma a Z per evitare il

⁹ Peter. Stott, Giuseppe Gorini *Diagnostics for experimental thermonuclear fusion reactors* vol 2.

¹⁰ F. P. Orsitto, D. Del Bugaro, M. DiFino, A. Maiolo, M. Montecchi and E. Nichelatti, C. Gowers, P. Nielsen *Optical characterization of plasma facing mirrors for a Thomson scattering* Presented on 19 June 2000

danneggiamento diretto neutronico proveniente dal plasma. La luce scatterata viene raccolta su FTU dal Port equatoriale ortogonalmente al fascio entrante nella camera. Il Port di raccolta della radiazione scatterata è suddiviso in 2 bracci (fig. 2.10 punto 2): uno che guarda la zona equatoriale e l'altro che guarda una zona vicina al fondo della camera¹¹ dove entra il fascio laser. Alla fine di questi 2 bracci vi è un'ottica che raccoglie lo Strip verticale della radiazione scatterata. Ogni segmento dello Strip scatterato vede una determinata area del plasma, suddiviso in volumetti dell'ordine di 2 cm^3 . In corrispondenza dello Strip ottico, dietro l'ottica di raccolta, vi sono delle fibre ottiche della sezione di 0,6 mm, che portano la radiazione scatterata all'elettronica di rivelazione. Delle caratteristiche tecniche delle fibre ottiche si parlerà più in dettaglio nella sezione 4.4, insieme agli Avalanche Photodiodes.



¹¹ P.Pizzolati, M.Briccola, M. Garbi, E.Golinelli, S.Mezzetti, G.Giorgetti, G.Molesini, R.Bartirromo, A.Brusadin, E.Giovanozzi, F.Orsitto, D.Santi, A.Ferrario and M.Bassan, Rev.Sci. Instrument 63,4403(1992)

Fig.2.10 schema della diagnostica TS installata su FTU: 1, sezione del Tokamak con il Port; 2, ottica di rilevamento installata in fondo ai punti di vista dei rispettivi bracci; 3, fasci delle fibre ottiche; 4, lente doppia focale; 5, specchio; 6, fascio laser; 8, target di allineamento.

3) sistema di analisi spettrale della radiazione diffusa

Nei sistemi TS incoerenti con ricezione dello scattering a 90° di FTU, il segnale viene rilevato mediante filtri policromatori della sezione di 1" installati otticamente in cascata come rappresentato in figura 2.11. Ogni filtro ha la funzione di trasmettere, con un'efficienza del 70%, una determinata banda di spettro centrato ad una determinata lunghezza d'onda e riflettere con un'efficienza del 90% le lunghezze d'onda non interessate dal filtro. La riflessione fuori banda è dell'ordine di $10^{-3} - 10^{-5}$. I primi 2 filtri (lettera A della figura 2.11) hanno la funzione di riflettere lo spettro della luce diffusa e di trasmettere la luce alla lunghezza d'onda del laser. Il terzo filtro viene utilizzato per la calibrazione mediante scattering di Rayleigh: cioè misura la radiazione che entra nel policromatore alla lunghezza d'onda del laser. Gli ultimi quattro filtri analizzano lo spettro scatterato delle 4 bande spettrali. In sintesi, solo quattro configurazioni spettrali sono state realizzate ed ottimizzate usando 6 differenti tipi di filtri con relativo spettro di banda centrato ad una determinata lunghezza d'onda. Il segnale che giunge ad ogni policromatore è quello convogliato dalla rispettiva fibra ottica installata sul port. In questa maniera è possibile installare i policromatori con la relativa elettronica di rivelazione lontano dalla macchina e quindi lontano da ogni disturbo emesso dalla macchina. Per la misura dello scattering di tutta la camera avremo un totale di 19 policromatori (Fig 2.12) con risoluzione spaziale di un volumetto la cui dimensione lineare è di 2cm^3 , lungo il fascio laser.

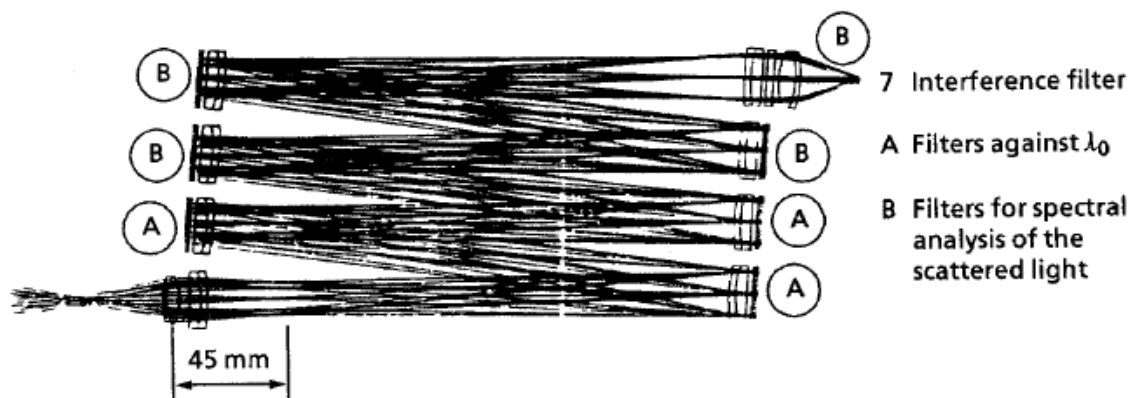


fig. 2.11. lay-out dei policromatori.

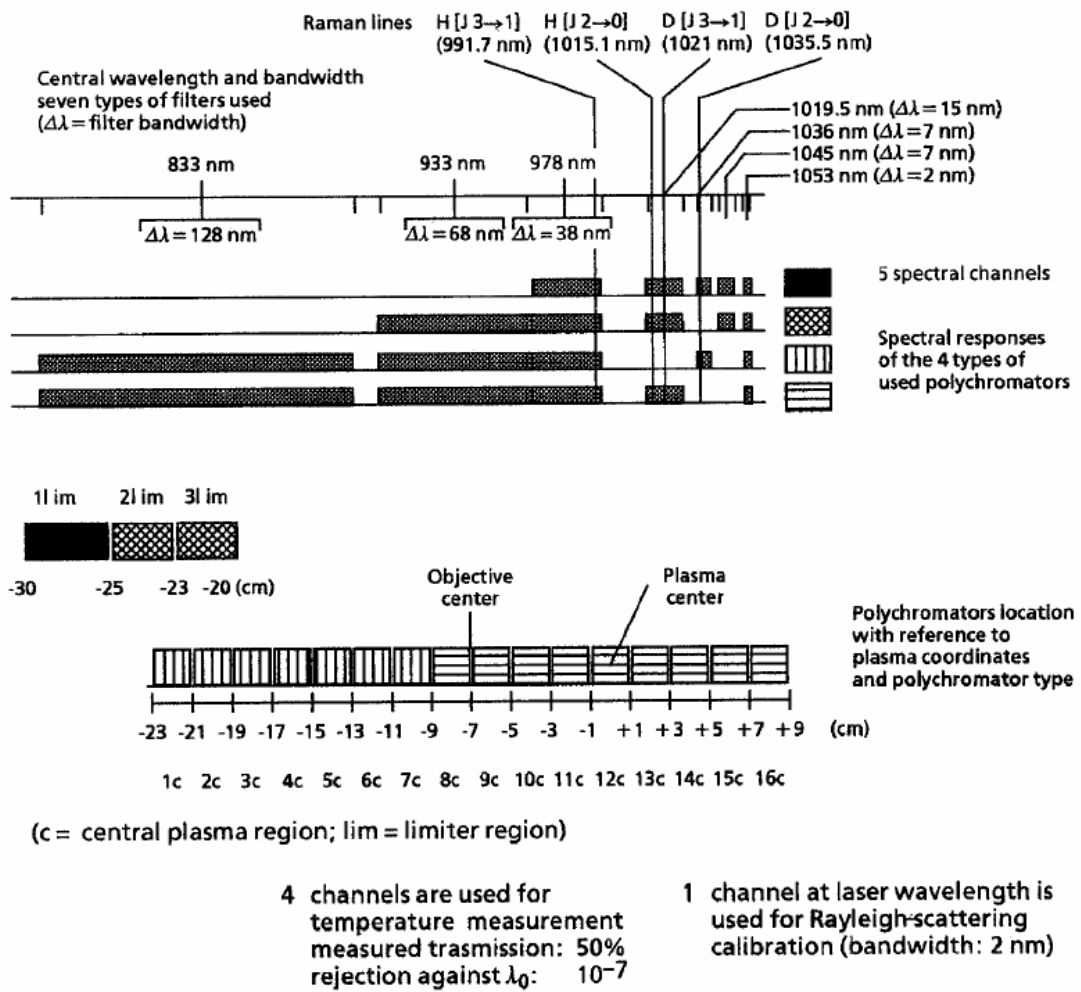


Fig 2.12 configurazione spettrale e spaziale, nei vari punti interni al plasma, dei vari policromatori. Si mette in evidenza anche la banda dello scattering di Rayleigh usata per la calibrazione.

La fig.2.12 riporta la distribuzione spettrale dei filtri interferenziali usati nei policromatori. La temperatura nel plasma ha una distribuzione spaziale tale che al centro è massima e decresce verso la periferia. Corrispondentemente la distribuzione spettrale dei filtri interferenziali necessari per la rivelazione della radiazione diffusa deve essere scelta in maniera da ottimizzare la accuratezza della misura in diverse regioni di plasma. Quindi quattro set di filtri sono stati installati corrispondenti ai volumi di scattering nella zona centrale del plasma, a metà raggio, e nei canali periferici, rispettivamente. Nelle fig.2.12 sono anche riportati i filtri che possono essere utilizzati per la calibrazione Raman su idrogeno^{12,13}. Tale calibrazione assoluta del sistema di Thomson Scattering viene fatta introducendo nella macchina idrogeno a bassa pressione. Siccome si conosce la sezione d'urto Raman¹⁴ (che è uno scattering a doppio fotone sui livelli rotazionali della molecola), si è

¹² H.Rohr Pphys. Let. 81a,451(1981)

¹³ T.Yamauchi, I. Yanagisawa, and H.Kawashima, Jpn.J.Appl.Phys 23,1389(1984)

¹⁴ R.W. Calson and W.R. Fenner, Astrophys.J.178,551 (1972)

in grado di risalire al numero di fotoni rivelato. Tale calibrazione serve per determinare il profilo di densità del plasma partendo dal numero dei fotoni rivelati.

4) sistema di rivelazione

In FTU la luce del laser scatterata dal plasma che giunge nel port viene rivelata a seconda dell'angolo di vista da un fascio di fibre ottiche al quarzo del diametro di 0.6mm ciascuna (fig.2.13), disposte in modo tale da ricevere tutta la radiazione trasmessa dalla lente. Generalmente le fibre ottiche sono raggruppate in strip verticali per ciascuna lente; il vantaggio delle fibre ottiche è che hanno un'attenuazione del segnale molto bassa pari a 25 dB/km. Le fibre ottiche si estendono per una lunghezza pari a 18 m, la distanza necessaria per uscire dalla torus hall di FTU ed andare ai policromatori installati nella laser room, ubicata oltre la parete biologica di FTU.

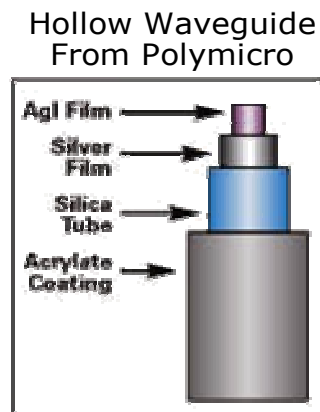


fig 2.13 caratteristica costruttiva di una fibra ottica¹⁵ utilizzata per trasmettere il segnale ottico ai policromatori installati lontano dalla torus hall. I vari rivestimenti, tra cui il silicio, serve per non attenuare il guadagno del segnale trasmesso e resistere al bombardamento neutronico insistente sul cavo.

Il segnale ottico, scatterato dal plasma di FTU, una volta trasmesso ai policromatori, viene trasformato in segnale elettrico mediante gli Avalanche Photodiodes (APD) installati esattamente dietro i filtri interferenziali dei policromatori. Gli APD sono dotati di preamplificatore integrato con il rivelatore. Il segnale elettrico in uscita dagli APD viene ulteriormente amplificato esternamente, filtrato con un filtro passa alto, e successivamente riconvertito in segnale digitale mediante convertitore-integratore veloce ADC (tipo Lecroy-FERA). Tutti i dati in uscita dagli ADC vanno ad un computer remoto per l'elaborazione attraverso il DAS (data acquisition system).

¹⁵ R. Reichle¹, B. Brichard, C. Pocheau¹, M. Jouve¹, S. van Ierschot, S. Martinez, H. Ooms, F. Berghmans, M. Decréton *Gamma irradiation tests of IR optical fibres for ITER thermography* Presented in Varenna 24-28 september 2007.

5) elettronica di rivelazione

Ai capi delle fibre è installata l'elettronica di rivelazione, nel caso specifico di FTU si usano i fotodiodi a valanga. Un fotodiodo a valanga, brevemente detto **APD**¹⁶ (Avalanche PhotoDiode), è un particolare tipo di diodo che funziona come sensore ottico in grado di rivelare la radiazione ad una determinata lunghezza d'onda e di trasformare questo evento in un segnale elettrico di corrente amplificandolo al suo interno. Un fotodiodo¹⁷ a valanga è sostanzialmente un fotodiodo particolare caratterizzato solitamente da 4 strati di semiconduttore drogati asimmetricamente (fig.2.4)

Abbiamo quindi nell'APD, in sequenza, queste zone:

1. la zona p⁺, cioè una zona molto drogata con N_a accettori;
2. la zona intrinseca di semiconduttore che, come nel fotodiodo PiN, serve a tenere quasi costante il campo elettrico, ad aumentare l'efficienza quantica e a diminuire la capacità di giunzione;
3. la zona p, una zona drogata con N_a accettori, ma in quantità inferiore alla prima;
4. la zona n⁺, zona caratterizzata dalla presenza di molti atomi N_d donori.

¹⁶ F. Orsitto, A. Brusadin, and E. Giovannozzi *Avalanche photodiodes operating parameter optimization for the Frascati Tokamak Upgrade Thomson scattering system* Rev. Sci. Instrum. 68, 1201 (1997); DOI:10.1063/1.1147903 Issue Date: February 1997

¹⁷ -<http://www.ing.unisi.it/matdid/1427.pdf>

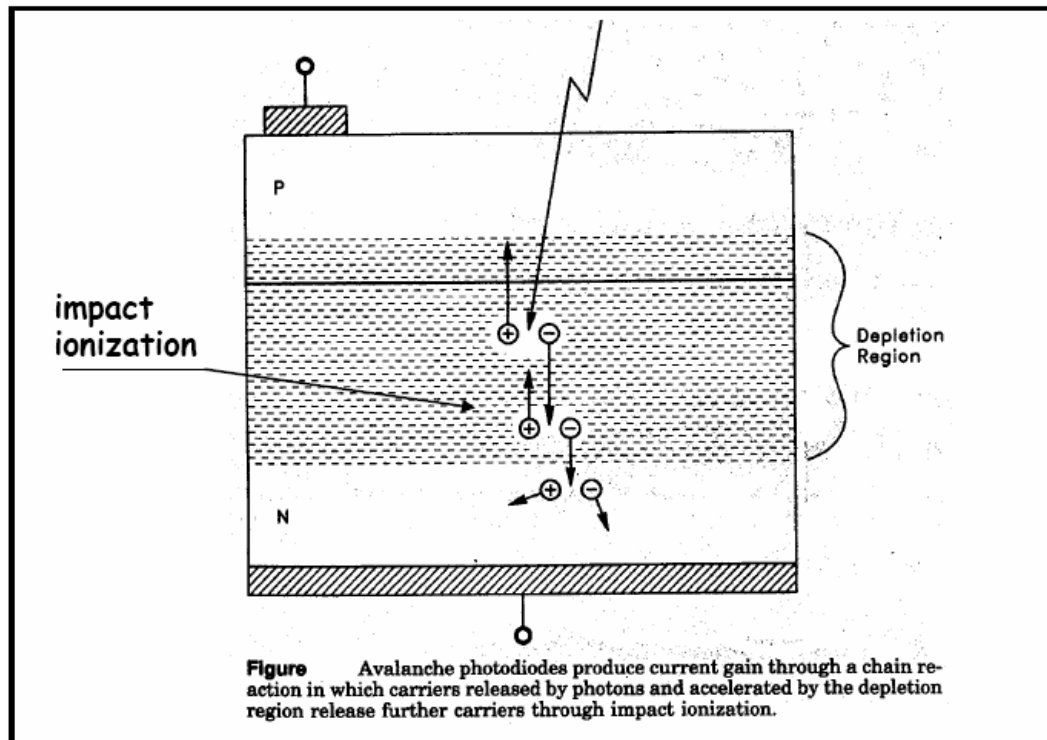


fig 2.14 stratigrafia dei 4 livelli che costituiscono un APD

La terza zona, o zona *p*, rappresenta la parte fondamentale del fotodiode a valanga, perché permette l'effetto moltiplicativo o di guadagno delle cariche. In pratica, le cariche primarie prodotte nella zona intrinseca per effetto fotoconduttivo, creano un effetto a valanga che genera un numero elevato di cariche secondarie. Queste cariche secondarie quindi saranno quelle che generano la corrente prodotta dal fotodiode. Dal punto di vista circuitale, il fotodiode a valanga è quasi identico al fotodiode classico. Nel valutare le prestazioni dei fotodiodi a valanga e compararle, si utilizzano sempre due parametri di efficienza: il **fattore moltiplicativo random** e il **fattore di rumore in eccesso**. Il *Random Multiplier factor M* è il rapporto tra il numero di EHP¹⁸ (una coppia elettrone-lacuna libera) *secondarie generate* e il numero di EHP primarie ottenute per fotoconduttività. Spesso il fattore M viene anche chiamato guadagno del fotodiode. L'*Excess Noise factor F* è il rapporto tra la media del quadrato di *M* e il quadrato della media di *M*. Esiste una relazione tra i parametri di efficienza per cui:

$$F = \bar{M}^x$$

¹⁸ -www.wikiipedia.org

Dove x dipende dal tipo di materiale drogante presente nella zona intrinseca. Nel nostro caso (FTU) x è determinato dal fatto che operiamo con un APD a matrice siliconica¹⁹.

Le caratteristiche elettroniche dell'APD usato su FTU sono riportate in figura 2.15 secondo lo schema elettronico. Il circuito è dotato di 2 uscite del segnale a velocità diverse, ottenuto con l'interposizione di resistenze. Per le misure thomson viene usata l'uscita ad alta velocità. Mentre l'uscita a "bassa velocità" viene utilizzata per misure di luce di plasma.

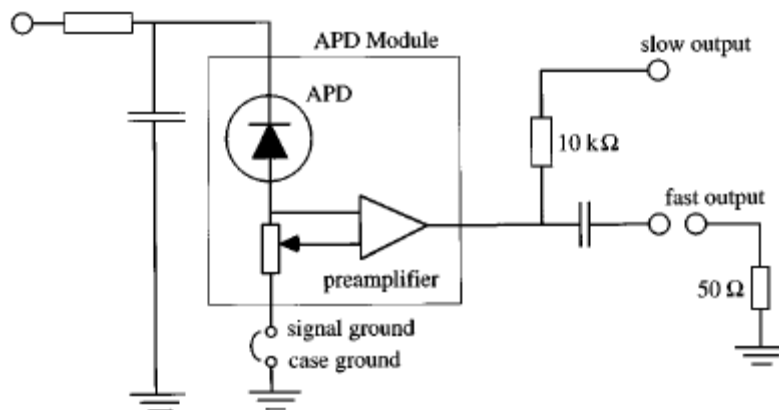


fig. 2.15 circuito elettronico dell'APD con preamplificatore installato a bordo.

La tensione di alimentazione dell'APD determina il guadagno M dell'APD e viene scelta in maniera da preservare la linearità del segnale in uscita. Ad ogni tensione implementata, detta di bias, cambia la tensione per cui avviene l'effetto valanga; si può passare da una tensione di bias molto bassa con $M=1$ dove l'APD si comporta come un normale fotodiodo, a una tensione di bias quasi prossima del valore di breakdown (valanga) dove l'APD risponde bene alle esigenze da noi richieste, fino arrivare ad una tensione superiore a quella di valanga dove ad ogni piccola perturbazione foto-elettrica (basta un singolo fotone ad eccitarlo) può generare un segnale in uscita. In quest'ultimo caso il sistema è non lineare e poco modulabile. Nella Tab.1, ottenuta da uno studio dedicato sugli APD installati su FTU, si mostra come una volta mantenuto l'APD a temperatura costante ($^{\circ}\text{C}$) il guadagno (M) cambia in funzione della tensione di bias (V_b) impostata come cambia la tensione di valanga (V_s).

I rendimenti degli APD (inteso come il rapporto della corrente in uscita ed la radiazione incidente) sono sensibili alla variazione di temperatura. Occorre, quindi, per avere un output del segnale costante, mantenere la Temperatura costante mediante l'uso di una cella Peltier impostata alla $T_{\text{amb.}}=24^{\circ}\text{C}$ con una oscillazione massima del 10% per $^{\circ}\text{C}$.

¹⁹ P. P. Webb, R. J. McIntyre, and J. Conradi, RCA Rev. **35**, 234 (1974)

TABLE APD breakdown voltage and gain.

APD	T(°C)	V_b (V)	Gain M (at V_z)	V_z (V)
#1	24	416	211	389
#2	24	430	201	395

Tab.1 variazione del guadagno in funzione della tensione di bias impostata.

In fase progettuale elemento non trascurabile è il rumore che gli APD introducono nel segnale. I modelli di APD usati su FTU possono essere rappresentati secondo la formula:

$$F=2+kM$$

Con k= rapporto di ionizzazione

In questa maniera su FTU possiamo avere un NEP= 6.4×10^{-14} , valore molto apprezzabile.

In conclusione, avendo ora a disposizione tutti gli elementi dell'elettronica utilizzata, possiamo quantificare il numero dei fotoni (emessi dalla sorgente laser) misurati dall'elettronica di rivelazione. La formula, già usata (4.4) per il calcolo dei fotoni, sarà in questo caso:

$$NP_{TS,i} = N_{laser} n_e \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{TS} \Delta\Omega \Delta L T \left(\frac{QE}{NF^2} \right) \int \Phi_i(\lambda) \frac{\lambda}{\lambda_0} d\lambda \quad (2.5)$$

dove in aggiunta alla formula (4.4) si avrà la:

T = trasmissibilità delle ottiche

$$\int \Phi_i(\lambda) \frac{\lambda}{\lambda_0} d\lambda = \text{integrale della funzione di trasmissione}$$

$$\left(\frac{QE}{NF^2} \right) = \text{efficienza quantica della rilevazione}$$

ora facendo un esempio pratico possiamo calcolare, con le formule appena esposte (2.2-2.3-2.5), con una sorgente laser al Nd-yag, il numero di fotoni rilevati mediante TS.

$$N_{laser} = 5 \times 10^{18} \text{ fotoni (1.0J, 1064nm)}$$

$$n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

$$[d\sigma/d\Omega]_{\text{TS}} = r_e^2 = 7.94 \times 10^{-30} \text{ m}^2$$

$$\Delta\Omega = 2 \times 10^{-2} \text{ steradiani (F/6)}$$

$$\Delta L = 0.01 \text{ m (1cm)}$$

$$T = 0.25 (25\%)$$

$$[QE/NF^2] = 0.1 [10\%]$$

$$\int \Phi_i(\lambda) F(\lambda) \lambda / \lambda_0 d\lambda \sim 1 \text{ [per rivelare tutti i fotoni]}$$

$$NP_{\text{scatt},i} = 4400 \text{ fotoni}$$

6) elettronica della acquisizione dei segnali

Il segnale in uscita dall'amplificatore esterno dedicato all'APD entra in un convertitore integratore veloce analogico\digitale che è un circuito elettronico in grado di convertire una grandezza continua (ad es. una tensione) in una serie di valori discreti.

In pratica, la risoluzione di un convertitore è limitata dal rapporto segnale/rumore (S/N ratio) del segnale in questione. Se è presente troppo rumore all'ingresso analogico, sarà impossibile convertire con accuratezza oltre un certo numero di bit di risoluzione. Anche se l'ADC produrrà un valore di segnale in uscita, questo non sarà accurato essendo i bit meno significativi funzione del rumore e non del segnale. Il rapporto S/N dovrebbe essere di circa 6 dB per bit.

La maggior parte degli ADC sono lineari, il che significa che sono progettati per produrre in uscita un valore che è funzione lineare del segnale di ingresso. Un altro tipo comune di ADC è quello logaritmico, che è usato in sistemi di comunicazioni vocali per aumentare l'entropia del segnale digitalizzato.

L'accuratezza dipende dall'errore della conversione. Questo errore è formato da due componenti: un errore di quantizzazione e un errore di non-linearità (o infedeltà alla curva desiderata nel caso di ADC volutamente non-lineari). Questi errori sono misurati con un'unità chiamata LSB (least significant bit = bit meno significativo) che indica fino a che punto i bit rappresentano segnale e quanti siano solo rumore. In un ADC a 8 bit, un errore di 1 LSB è pari ad un errore di 1/256 ossia circa del 0,4%; è un modo per dire che l'ultimo bit è casuale. In un ADC a 16 bit con un errore di 4 LSB significa che soli 12 bit rappresentano segnale e gli ultimi 4 sono eliminabili senza perdita di informazione.

L'errore di quantizzazione è dovuto alla risoluzione finita dell'ADC ed è un' imperfezione intrinseca di tutti i tipi di ADC. La grandezza dell'errore di quantizzazione su un campione è compresa tra zero e un LSB. Tutti gli ADC soffrono di errori di non-linearità causati da imperfezioni fisiche, facendo deviare la loro uscita da una funzione lineare (o da un'altra funzione, in caso di ADC volutamente non-lineari). Questi errori possono, a volte, essere attenuati con una calibrazione. Parametri importanti per la linearità sono la non-linearità integrale (INL) e la non-linearità differenziale (DNL).

Il segnale analogico è tempo-continuo ed è necessario convertirlo in un flusso di valori discreti.

In fase di realizzazione della diagnostica FTU la scelta è ricaduta su un modello Lecroy-FERA²⁰ 4300B che ha le seguenti caratteristiche (fig 2.16). tali convertitori A\D integrano e convertono nell'arco di un tempo determinato che potrebbe essere tra un impulso laser e l'altro il segnale scatterato:



fig. 2.16 ADC convertitori

1. Intervallo di tempo di caricamento e misurazioni in un unico sistema
2. range dinamico: 10 e 11 Bit
3. Tempo di conversione: 4,8 μ sec a 10 Bit, 8,5 μ sec a 11 Bit
4. Readout Via CAMAC a 100 nsec / parola HD 16 canali per modulo, per un veloce e preciso intervallo di tempo di caricamento e misurazioni

²⁰-cataloghi: <http://www.lecroy.com/lrs/dsheets/4300b.htm>

7)analisi dei dati e sistemi di controllo della diagnostica

I dati in output dal convertitore analogico-digitale vengono elaborati e memorizzati a fine scarica del plasma. I dati che occorre tenere sempre sotto occhio da poter essere analizzati dal sistema DAS (Data Analysis System) sono:

1. la sezione d'urto scatterata, che segue le formule della meccanica quantistica che studia gli effetti relativistici degli elettroni in movimento, i quali scatterando generano uno spettro spostato generalmente nella banda del blu.
2. la potenza scatterata è funzione dei conteggi provenienti da ogni singolo policromatore e che vengono effettuati dal convertitore secondo :

$$N^{ThSc}(\lambda, p) = C_T n_e L d \Omega r_0^2 E_0 \times \int \frac{d\lambda'}{\lambda_i} T_P(\lambda') f_T\left(\frac{\lambda' - \lambda_i}{\lambda_i}, \theta, T_e\right) \quad (2.6)$$

La formula della potenza scatterata viene elaborata dal calcolatore con gli opportuni fattori di correzioni : f. ; in questa maniera la differenza della misura di temperatura può variare solo di 0,1% per valori superiori a $T_e > 20$ keV. Questi dati più quelli di regolazione della diagnostica vengono gestiti dall'elettronica di acquisizione (CAMAC) installato su FTU . CAMAC infatti per quanto riguarda la diagnostica TS di FTU può gestire anche:

- la tensione degli APD con una precisione di 0.2V
- la regolazione continua del guadagno degli amplificatori degli APD
- l'inserimento ed il disinserimento dei filtri passa alto che tagliano il segnale al di sotto di 200Hz ed al di sopra dei 3 KHz, di cui durante l'acquisizione tagliano solo la frequenza a 3KHz
- le subroutine di sincronizzazione dell'impulso laser, trigger degli APD, dei ADC converter con la scarica del plasma.

3. La polvere

- a. Generalità sulla polvere
- b. Meccanismi di formazione della polvere
 - 1. Fessurazione e frattura dei materiali ridepositati (flakes)
 - 5. Generazione di specie reattive al bordo plasma (granuli)
 - 6. Arcing (enucleazione di granuli)
 - 7. Eventi atipici: ELMs, disruzioni, runaway
- c. Dinamica delle polveri durante la scarica del plasma
- d. Dinamica delle polveri in seguito ad una disruzione: approccio fenomenologico alle polveri su FTU

3a). Generalità sulle polveri

In questa sezione introduciamo le polveri, oggetto di recente interesse sulle macchine Tokamak. Infatti nelle macchine attualmente in operazione, che utilizzano plasmi così detti puliti, costituiti semplicemente da deuterio e senza trizio, l'argomento polvere non è preso molto in considerazione. Ma in vista di realizzare una macchina come ITER, con tempi di scarica del plasma molto lunghi e carichi termici molto elevati (ITER) e che utilizza un materiale radioattivo come il trizio, la presenza della polvere può diventare un problema fondamentale ai fini della sicurezza della macchina^{21 22} in quanto sia l'idrogeno che il trizio²³ possono essere adsorbiti dalla polvere innescando rispettivamente esplosioni o rischi di contaminazione radioattiva.

Mentre in questo capitolo spiegheremo come si genera la polvere e cosa comporta alla macchina una quantità di polvere elevata, nel successivo illustreremo una possibile tecnica di rivelazione della polvere mediante lo scattering Thomson.

Definizione:

La polvere è l'insieme di particelle costituite dello stesso materiale della prima parete che si affaccia al plasma first Wall, in un Tokamak). Ogni granello di polvere ha una dimensione compresa tra qualche nanometro fino a qualche decina di micron. Morfologicamente la polvere ha una superficie esterna altamente scabra e porosa, le cui discontinuità favoriscono i legami chimici con altri materiali quali Trizio o idrogeno.

²¹ G. Federici et al. Nucl.Fusion 41, 1967 (2001)

²² V.N. Tsitovich and J. Winter , Phys. Usp. 41, 815 (1998)

²³ J. Winter Plasm. Phys. Control 46,B 583(2004)

Genesi. Essa si forma dal distaccamento di materiale dallo strato più superficiale della prima parete. Come meglio spiegato nelle singole sezioni del paragrafo 3.2 la polvere si può formare dal distaccamento meccanico (Flakes), dalla sublimazione e rideposizione (granuli), dalla scalfittura della prima parete causate dalle scariche elettriche del plasma (elettrosione) oppure da uno sciame di elettroni (disruzione Runaway) che, nell'urto con la parete, la sfalda in granuli.

Tipi diversi di polvere. La composizione della polvere rispecchia ovviamente quella dei componenti di prima parete.

Sulle macchine a fusione attualmente funzionanti possiamo trovare polvere costituita da Metalli come Nichel, Ferro, Manganese, Molibdeno, Tungsteno, Berillio; in questo caso le particelle di polvere sono generalmente in forma di granuli²⁴. Nella fig. 3.1 si vedono con l'ausilio del microscopio elettronico alcuni granuli di ossido di ferro che costituiscono la polvere nei Tokamak.

- Grafite (C), da cui si ottengono particelle di polvere in forma diversa, generalmente agglomerate in flakes. In fig. 3.2 , sempre al microscopio elettronico, si nota la caratteristica tipica della grafite che si sfalda in flakes.
- CFC (Carbon Fiber Composite), simile alla grafite ma con caratteristiche meccaniche superiori.

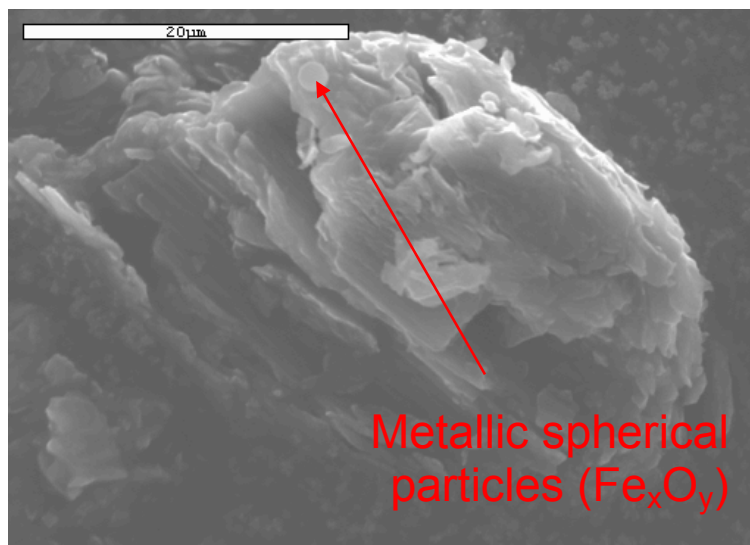


fig.3.1 granuli di Ferro

²⁴ J. Winter *Dust in fusion devices—a multi-faceted problem connecting high- and low-temperature plasma physics*
Published 17 November 2004-Online at stacks.iop.org/PPCF/46/B583-doi:10.1088/0741-3335/46/12B/047

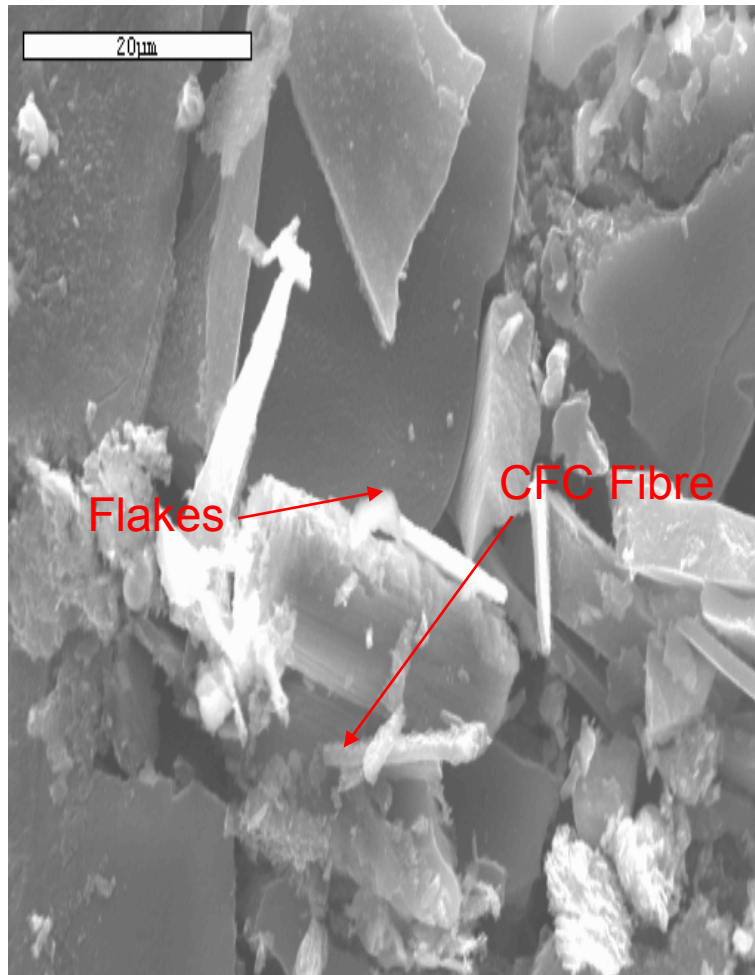


fig.3.2 flakes di grafite

Rischi connessi alla presenza della polvere.

Il rischio connesso alla presenza di polvere si riferisce principalmente alla sua attivazione neutronica e alla reazione chimica del trizio con le particelle di grandi dimensioni. In particolare la polvere metallica è principalmente attivata dal flusso di neutroni con conseguente creazione di isotopi radioattivi con tempi di dimezzamento lunghi; invece, per quanto riguarda le particelle di carbonio, queste diventano radioattive principalmente a causa del trizio che viene adsorbito dal materiale. Le polveri diventano quindi un veicolo per il trasporto della radioattività a lungo raggio, infatti piccole particelle possono essere trasportate facilmente sotto forma di aeriformi.

Inoltre la polvere, avendo una superficie molto elevata rispetto al suo volume, si presta molto facilmente alla combinazione chimica. Questa elevata reattività chimica della polvere può creare miscele altamente esplosive qualora venissero adsorbite, per esempio da polvere di Be, molecole d'acqua con susseguente formazione di ossido di berillio e liberazione di idrogeno.

Ai fini della sicurezza, si è calcolato che la quantità limite di polvere che può essere ammessa in ITER prima di dover interrompere la sperimentazione è²⁵:

- Limiti interni al Vacuum Vessel: 100kg di W + 100kg di Be + 200kg di C
- Limiti sulle parti calde del divertore: 6kg di W + 6kg di Be + 6kg di C

Oltre ai fini della sicurezza, quantità alte di particelle di polvere possono causare l'inquinamento del plasma, qualora vengano mobilizzate e si muovano all'interno della scarica.

Una conferma di quanto appena detto è stato rilevato mediante l'uso di telecamere veloci. Le telecamere veloci (fig. 3.3) potrebbero aiutare nella determinazione dei movimenti delle polveri all'interno del plasma ancora oggi poco note.

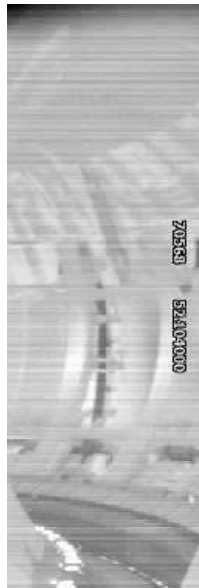


fig.3.3 scena di una fast camera

²⁵ S. Rosanvallo, C. Grisolia, F. Onofri, J. Worms, S.H. Hong *Diagnostics for dust control in Tokamak environment* Varenna 24-28 September 2007

3 b). Meccanismi di formazione della polvere

Da studi effettuati fino ad oggi sui Tokamak si evince che la formazione di polveri, come abbiamo già introdotto precedentemente, può avvenire a seguito di diverse cause e che le polveri possono essere di diversi tipi. La genesi di polvere può essere dovuta a:

1. Fessurazione e frattura dei materiali ridepositati (flakes)
8. Generazione di specie reattive al bordo plasma (granuli)
9. Arcing (enucleazione di granuli)
10. Eventi atipici: ELMs, distruzioni, runaway

1.Fessurazione e frattura dei materiali ridepositati (flakes)

Quando le pareti della macchina vengono oltre un certo limite riscaldate, gli atomi delle tegole che si affacciano al plasma perdono la loro forza interatomica di coesione e offrono agli elettroni del proprio strato più esterno la possibilità di legarsi con altri atomi, preferibilmente dello stesso materiale, che vengono trasportati dal plasma una volta erosi dalle pareti. Questo fenomeno definito ablazione-rideposizione all'interno di una macchina Tokamak può essere evidente in zone molto ravvicinate e contigue. Nella figura²⁶ (fig.3.4) si può vedere come sia possibile che sulla stessa tegola avvenga il fenomeno della ablazione (zona delimitata in arancione) e della rideposizione parziale (zona delimitata in giallo) che totale (zona delimitata in blu). L'intermittenza delle zone erose (in arancione) e delle zone ridepositate (in rosso) della parte più esposta al plasma quale il limiter e/o la parete generano un cambio continuo di quota della sezione del piano dello stesso (fig. 3.5).

²⁶ Eric Gauthier *Erosion-redeposition diagnostics in fusion device* Varenna Proc. 24-28 September 2007

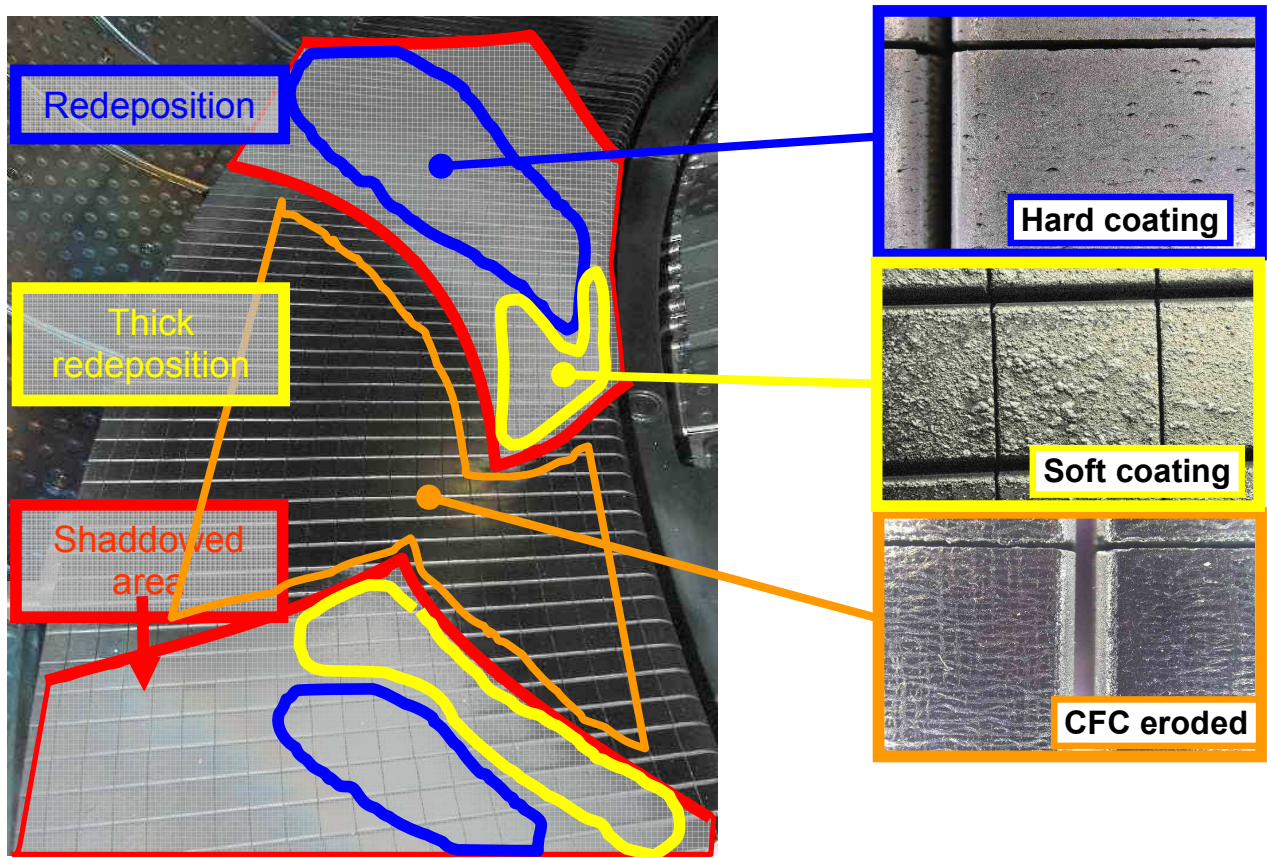


fig.3.4 diverse aree erosione e rideposizione rilevate sul limiter toroidale della macchina Tokamak Tore Supra

L'alternarsi di erosione e rideposizione (fig 3.4, 3.5) crea stress meccanici sulla superficie del materiale della parete. Tali tensioni superficiali possono innescare delle sfaldature (blister) e successivamente lo stato tensionale elevato, muovendosi lungo le dislocazioni del materiale, può generare delle vere cricche profonde (fig 3.6) portando alla rottura del pezzo per fatica. Ogni materiale reagisce secondo il proprio reticolo cristallino; per esempio la grafite, avendo una struttura molecolare esagonale disposta su piani paralleli, ha forze di coesione tra un piano e l'altro molto più deboli che nella direzione opposta, quindi si sfalderà in scaglie denominate flakes. Invece nel caso delle tegole metalliche, dove le strutture molecolari hanno una forma più sferiforme, l'erosione avviene sottoforma di craterizzazione.

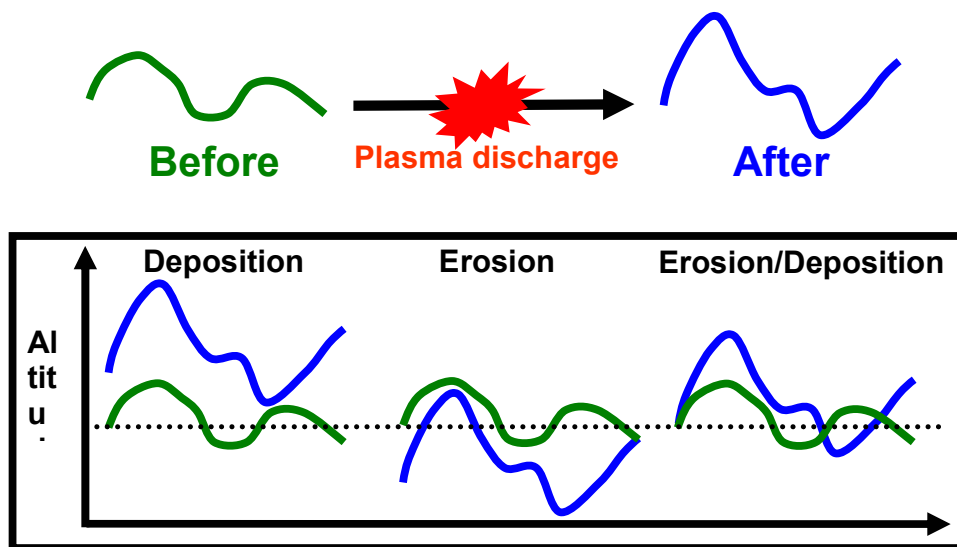


fig.3.5 variazione della quota di riferimento(in verde) della superficie di un componente di prima parete a seguito di erosione e deposizione (in blu) di materiale da parte del plasma

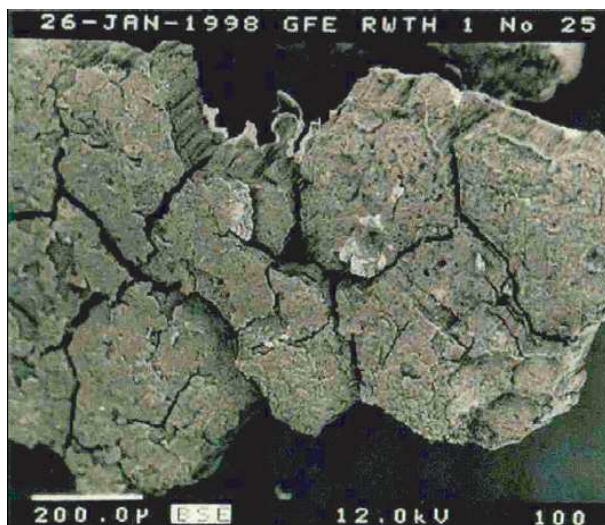


fig.3.6 formazione di cricche su CFC (Carbon Fiber Composite)

2. Generazione di specie reattive al bordo plasma (granuli)

Nel caso in cui si hanno particolari condizioni quali temperatura elettronica molto bassa (<5 eV) e una densità elettronica bassa $\sim 10^{17} \text{m}^{-3}$, (condizione tipica al bordo plasma) viene favorita la fusione di atomi di materiale vaporizzati inizialmente nel plasma e la enucleazione isotropa (sferiforme) di granuli (fig 3.7) che possono arrivare alle dimensioni di $1 \mu\text{m}$. Questo fenomeno si può notare anche sulle macchine metalliche, ma ancora di più su quelle con componenti di grafite o CFC (Carbon Fiber Composite). Il fenomeno deve essere ancora studiato nella sua completezza.

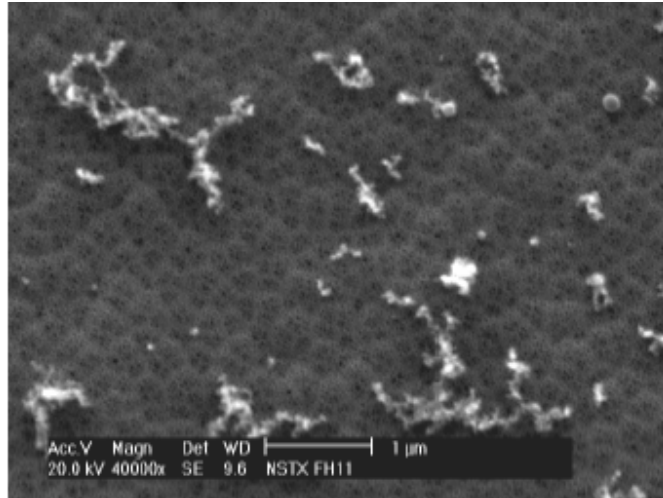


fig.3.7 formazione di granuli di nanoparticelle

3. Arcing

L'arcing è il fenomeno in cui un arco elettrico unipolare si innesca tra il plasma e la parete, e si muove in una direzione parallela al vettore $J \times B$, ossia ortogonale alla direzione sia della densità di corrente J dell' arco stesso, sia del campo magnetico locale generando solchi caratteristici sulla superficie del materiale (fig 3.8). L'elettroerosione durante la formazione dei solchi crea particelle di polvere di tipo sferico, con le dimensioni che possono arrivare ad $1 \mu\text{m}$.

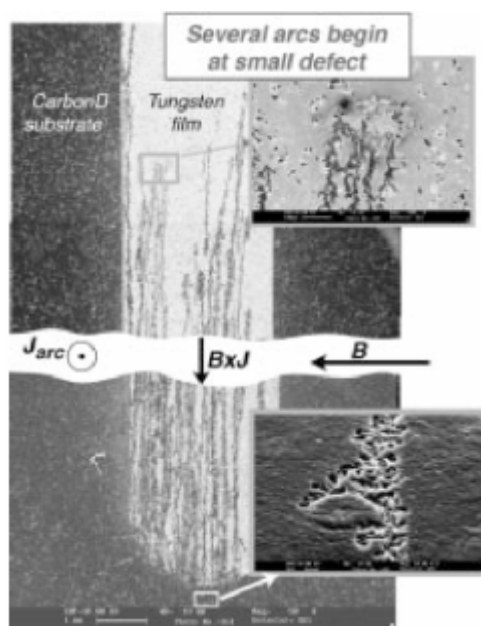


fig.3.8 formazione dell'arcing

4.Eventi atipici: ELMs, disruzioni, elettroni runaway

Eventi atipici che possono portare alla formazione di polvere sono le disruzioni, cioè la perdita di stabilità della colonna di plasma con conseguente elevato carico termico sulle pareti, la formazione di fasci di elettroni (runaway), caricati energeticamente, che viaggiano a velocità di gran lunga superiori a quella degli elettroni termici e finiscono con l'urtare contro la superficie perimetrale esterna di prima parete cedendo a questa ultima tutta la loro energia. E' importante sottolineare che spesso le disruzioni stesse provocano la formazione di elettroni runaway a causa del forte aumento del campo elettrico toroidale come conseguenza della maggiore resistività del plasma. Un altro tipo di evento atipico che può essere la causa della formazione di polvere sono le oscillazioni del bordo del plasma chiamate ELMs (Edge Localized Modes), che cedono calore con andamento pulsante sulle pareti. In questi casi i materiali investiti si portano a temperature così elevate in così breve tempo che gli strati superficiali sublimano direttamente nel caso della grafite e del CFC, o fondono ed evaporano, nel caso dei **metalli**:

-nel primo caso elementi diversi sotto forma gassosa, raffreddandosi, daranno origine ad agglomerati sferiformi di dimensione varia a partire da 1 nm .;

-nel secondo caso le forze elettromagnetiche intense a cui è sottoposto il materiale fuso, possono portare a perdite consistenti di materiale e quindi alla formazione di particolato. In fig. 3.9 è mostrata una tegola di TZM (lega di Mo al 99% + Ti e Zr) sagomata a forma di fungo e ricoperta con un coating di Tungsteno²⁷, rimossa da un limiter poloidale di FTU. Sono evidenti le fusioni provocate dall' impatto di elettroni runaway.



Fig. 39- Tegola del limiter poloidale di FTU

3 c). Forze agenti sulle polveri durante la scarica del plasma

Dopo aver discusso quanti tipi di polvere possono esistere e come si forma la polvere, occorre ora descrivere la dinamica delle polveri, partendo dalla parete dove originano fino, eventualmente, al core del plasma. Lo studio prende in considerazione aree del Tokamak interessate da alti carichi termici, magnetici, elettrici quali il divertore, nel caso di macchine come il JET ed ITER, oppure quali il Limiter toroidale come nel caso di macchine come Tore Supra o come FTU.

I granelli di polvere che entrano nello strato più esterno del plasma, definito SOL (Scrape-Off Layer), si caricano (generalmente negativamente) molto di più a causa del bombardamento di un flusso di particelle provenienti dal plasma, che a causa della ionizzazione dovuta ai fotoni emessi dal plasma stesso. La carica negativa può essere stimata avere un valore pari a²⁸ :

²⁷ G. .Maddaluno et al presented at the 17th plasma surface interaction conference-hefei-22-26 may 2006

²⁸ J. P. Sharpe 2005 *et al J. Nucl. Mater.* 337–339 1000

$$Z_d = \Lambda T r_d e^{-2}{}_{29}$$

dove:

- r_d è il raggio della particella di polvere
- Λ è un coefficiente numerico pari a ≈ 3
- T è la temperatura del plasma.

Vediamo quali sono le forze in gioco che agiscono sulla particella di polvere emessa^{30,31}:

1. forza generata dal campo elettrico: $F_E = -e Z_d E$

dove "e" è la carica elementare, E il campo elettrico,

2. forza generata dal campo gravitazionale : $F_g = M_d g$

dove M_d è la massa della polvere e g l' accelerazione di gravità

3. forza generata dal campo magnetico su polveri metalliche come quelle di FTU:

$$F_M = -\pi r_d^3 \varepsilon_M \frac{B_{sat} B_{tor}}{4\pi R} \frac{R}{R}$$

dove R è la distanza dall' asse del Tokamak;

ε_M rappresenta la frazione di materiale magnetico all'interno delle polveri.

4. forza generata dalla sublimazione della polvere a contatto con energie elevate (effetto

rocket): $F_{roc} = \zeta_{roc} M_v V_v \Gamma_v$

dove ζ_{roc} è il fattore di evaporazione asimmetrica; Γ_v il flusso di evaporazione; M_v e V_v sono la massa e la velocità della polvere.

5. forza generata dall'attrito della polvere nel plasma: $F_{fric} = \zeta_F \pi r_d^2 M_i n V_i (V_p - V_d)$,

dove V_d è la velocità della polvere; V_p ed n sono la velocità e la densità del plasma; V_i e M_i sono la velocità termica e la massa ionica , mentre ζ è un numero dimensionale.

In letteratura si possono trovare lavori sulla determinazione della traiettoria delle particelle di polvere durante una scarica di plasma^{32,33} partendo dalle forze in gioco appena esposte grazie

²⁹ S I Krasheninnikov and T K Soboleva *Dynamics and transport of dust particles in tokamak edge plasmas* Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) A339–A352

³⁰ H.Mott-Smith and I. Langmuir Phys. Rev. 28727(1926)

³¹ G.E. Allen, Physica Scripta 45,497(1992)

³² R. Smirnov, Y. Tomita, D. Tskhakaya and T. Takizuka *Gravitational effect on release Conditions of dust particle from Plasma-facing Wall*. Plasma Phys 46 No 7-9,617-622(2006)

all'ausilio di simulazioni fatte al computer. Le formule appena sopra esposte in modo esemplificativo potrebbero essere applicate in tutte le macchine Tokamak , con i dovuti accorgimenti riferiti al tipo dei materiali di prima parete usati nelle rispettive macchine.

In tutte le attuali macchine Tokamak le disruzioni provocano una perdita repentina di energia dal plasma ed una conseguente perdita di equilibrio dello stesso, che non può essere controllata da sistemi esterni. A seguito di ciò, il plasma può interagire con la parete in maniera violenta, tanto da sottoporla a picchi di temperatura che causano un'ablazione del materiale, producendo eventualmente polvere, come illustrato nel paragrafo 3.b, oppure causare la levitazione di polvere già depositata sulla camera. La riproducibilità al computer del moto delle particelle di polvere in questa condizione di instabilità è molto difficile. Nel nostro caso, in prima approssimazione, quello che si può fare è studiare la loro dinamica considerando le forze che sono rimaste in gioco dopo una disruzione ed avere un approccio allo studio di tipo fenomenologico, cercando di correlare la quantità di polvere rivelata dopo una disruzione ai parametri di plasma misurati immediatamente prima della disruzione. Tra quelle esposte, le forze che rimangono in gioco sono principalmente la forza di gravità (formula 2 sopra esposta) e, considerando il permanere del campo magnetico toroidale anche dopo la scomparsa del plasma, le forze magnetiche (formula 3 sopra esposta). Ovviamente, in caso di polvere metallica, come è probabile sia quella rivelabile in FTU, che ha solo componenti di prima parete metallici, andrà considerata, nell'ambito di questa tesi, anche l'eventuale magnetizzazione della polvere stessa.

4. Potenzialità del sistema di TS per misure della polvere in FTU

³³ S. Krasheninnikov, Y. Tomita, R. Smirnov, R. and R. Janev, Phys. Plasma 11,3141(2004)

4 a). Generalità

Dopo aver spiegato come funziona lo scattering della radiazione da parte del plasma, dopo aver illustrato i componenti che costituiscono la diagnostica di rilevazione della temperatura e della densità del plasma ed infine dopo aver evidenziato la presenza di polvere all'interno di un Tokamak a seguito di una disruzione con gli effetti indesiderati che la polvere può generare sulla macchina a fusione, ora vogliamo mostrare le potenzialità della diagnostica TS per la misura della polvere nei Tokamaks.

Con la diagnostica Thomson scattering possiamo rilevare la presenza di polvere nel plasma durante o subito dopo la fine di una scarica.

Gli studi sulla polvere a livello fenomenologico sono incominciati storicamente nel 1998 in Giappone³⁴ quando, utilizzando una diagnostica Thomson scattering a seguito di una disruzione, è stata rilevata una quantità di luce elevata incidente su alcuni dei 28 policromatori installati sulla relativa diagnostica. Sullo stesso articolo si mostrava che la luce rilevata proveniva da un determinato punto spaziale della macchina e questo particolare fenomeno faceva escludere che il segnale rilevato dipendesse da un disallineamento temporaneo della diagnostica causato dalle sollecitazioni insistenti sulla macchine in seguito a disruzioni. Qualora fosse stata vera l'ipotesi delle sollecitazioni generalizzate su tutta la diagnostica si sarebbe rilevato un segnale distribuito su tutti i canali spettrali. Nel medesimo studio si è voluto, in seguito, confrontare il rilevamento del segnale del Thomson con le fast cameras e fu osservata la presenza di particelle fluttuanti all'interno della camera da vuoto.

4 b). Fisica dell'interazione tra laser e polvere e calcolo delle dimensione delle particelle di polvere: lo scattering Rayleigh.

La possibilità di rivelare la polvere mediante la diagnostica del Thomson Scattering è data dal fatto che le particelle di polvere, colpite dal laser, scatterano la luce elasticamente³⁵. Avendo nel capitolo della polvere illustrato le dimensioni della polvere, dell'ordine del micron o meno, che si genera

³⁴ K. Narihara, K. Toi, Y. Hamada, K. Yamauchi, K. Adachi, I. Yamada, K.N. Sato, K. Kawahata, A. Nishizazawa, S. Ohdachi, K. Sato, T. Seki, T. Watari, J. Xu, A. Ejiri, S. Hirokura, K. Ida, Y. Kawasumi, M. Kojima *Obsevation of dust particles by a laser scattering method in the JIPPT-IIU Tokamak* NUCLEAR FUSION, Vol. 37, No. 8 (1997)

³⁵ E. Giovannozzi et all. 2006 33RD EPS conf. On control. Fusion and plasma phys. Rome

all'interno di un Tokamak si rende necessario per determinare la luce scatterata di particelle aventi sezioni molto piccole rispetto alla lunghezza d'onda della sorgente laser utilizzata, usare delle approssimazioni fisiche quali quella di Rayleigh esplicitato nella formula (4.1). Tale formula generalmente viene applicata nello studio dello scattering sulle particelle di gas che costituiscono l'atmosfera. Per particelle più grandi della lunghezza d'onda della sorgente laser si deve usare la teoria di Mie^{36,37} come esposto nella formula (4.2). Nel nostro caso dove studiamo la polvere ci troveremo a cavallo delle due approssimazioni come è raffigurato nella fig. 4.1 ove si vede come in funzione delle due formule qui di seguito rappresentate, la sezione d'urto³⁸ di scattering cambia se la particella ha una dimensione maggiore o minore della lunghezza d'onda del fascio laser che la colpisce.

In entrambi le approssimazioni si assume che le particelle di polvere siano sferiche.

Per particelle molto più piccole della lunghezza d'onda abbiamo per la sezione d'urto di scattering:

$$a \ll 2\pi / \lambda$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^4 a^6 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)^2 \cong \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^4 a^6 \quad (4.1)$$

Per particelle molto più grandi della lunghezza d'onda abbiamo invece:

$$a \gg 2\pi / \lambda$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = R_r \frac{a^2}{4} \quad (4.2)$$

$$R_r \leq 1$$

Dove R_r è la riflettività della superficie.

- “a” è il raggio della particella,
- λ è la lunghezza d'onda incidente,
- “n” è l' indice di rifrazione della particella.

In fig. 4.1 è rappresentato l'andamento della sezione d'urto dello scattering in funzione del raggio di una particella di molibdeno³⁹ (elemento costituente il limiter di FTU). Per un raggio della particella al di sotto della lunghezza d'onda del laser incidente si usa l'approssimazione di Rayleigh con un andamento proporzionale a a^6 , invece per grandi particelle (rispetto alla lunghezza d'onda incidente) l'andamento della funzione è quella della teoria di Mie ed è proporzionale a a^2 .

³⁶ H.C. Van de Hulst, Light scattering by small particles (WILEY, New York, 1957)

³⁷ W.J. Wiscombe, Appl. Opt. 19,9,1505 (1980)

³⁸ A.C. Selden, Culham report CLMR-220,1982; Phys.Lett. 79A405 (1980)

³⁹ M.A. Ordal et al., Appl. Opt. 24, 24,4493 (1985)

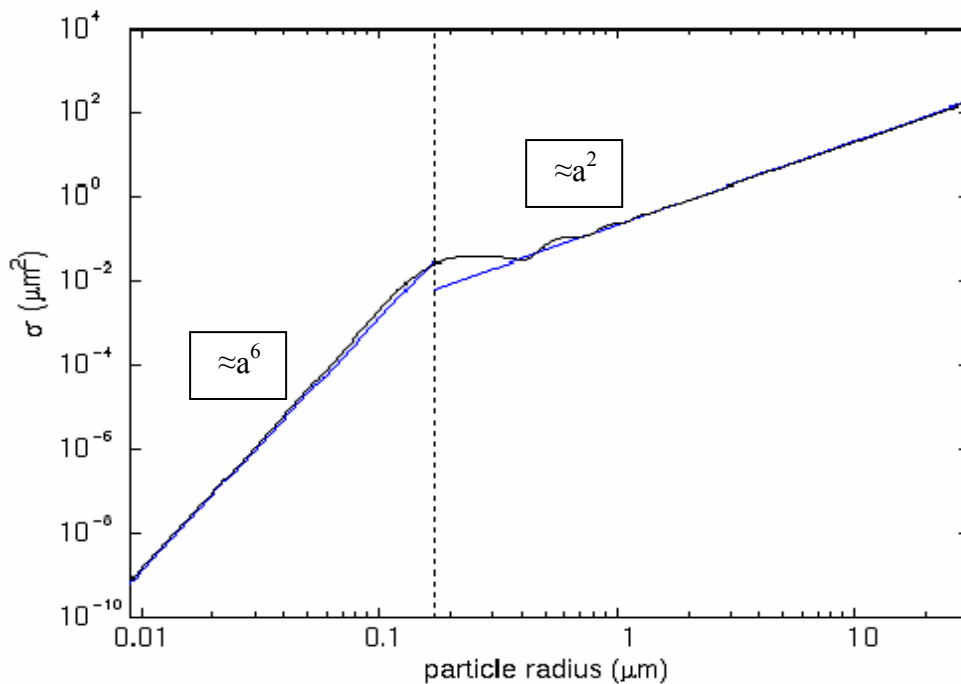


fig 4.1 sezione d'urto di scattering in funzione del raggio della particella di polvere di molibdeno. Sulla sinistra abbiamo un'approssimazione di Rayleigh con andamento proporzionale a a^6 e sulla destra abbiamo un'approssimazione di Mie con andamento proporzionale a a^2

Da notare che nella approssimazione Rayleigh un errore di un fattore 10 sulla determinazione della σ si trasforma solamente in un fattore 1.5 sulla determinazione del raggio⁴⁰.

4 c). Determinazione dell'effetto della disuniformità dell'intensità del fascio laser nella determinazione della funzione di distribuzione delle particelle di polvere.

L'energia scatterata non dipende solo dalla dimensione delle particelle di polvere, ma anche dalla densità di energia locale del raggio laser incidente sulla particella, ipotizzando che

- il fascio laser abbia una superficie maggiore del diametro delle particelle
- le particelle abbiano una forma a sfera.

Ai fini dello studio sulle polveri oggetto di questa tesi, supponiamo che solo una particella è presente nel volume di scattering (questo è un valore ragionevole, nel nostro caso, perché vedremo più avanti che la densità delle particelle rivelate in FTU è dell'ordine di $1 \times 10^7 \text{ m}^{-3}$ in un volumetto

⁴⁰ R. Smirnov, Physics of Plasma 14, 112507 (2007)

di radiazione scatterata che è dell'ordine di $6 \times 10^{-5} \text{ m}^3$ e considerando che in media viene rivelata una particella ogni 20 spari del laser)⁴¹. Il segnale scatterato misurato è:

$$S = KE\sigma \quad [4.3]$$

Dove:

E è la densità di energia locale del laser,

K è un fattore di proporzionalità,

σ la sezione d'urto della particella.

Il valore di K per ogni spettrometro è stato ottenuto calibrandolo con lo scattering Rayleigh in idrogeno⁴².

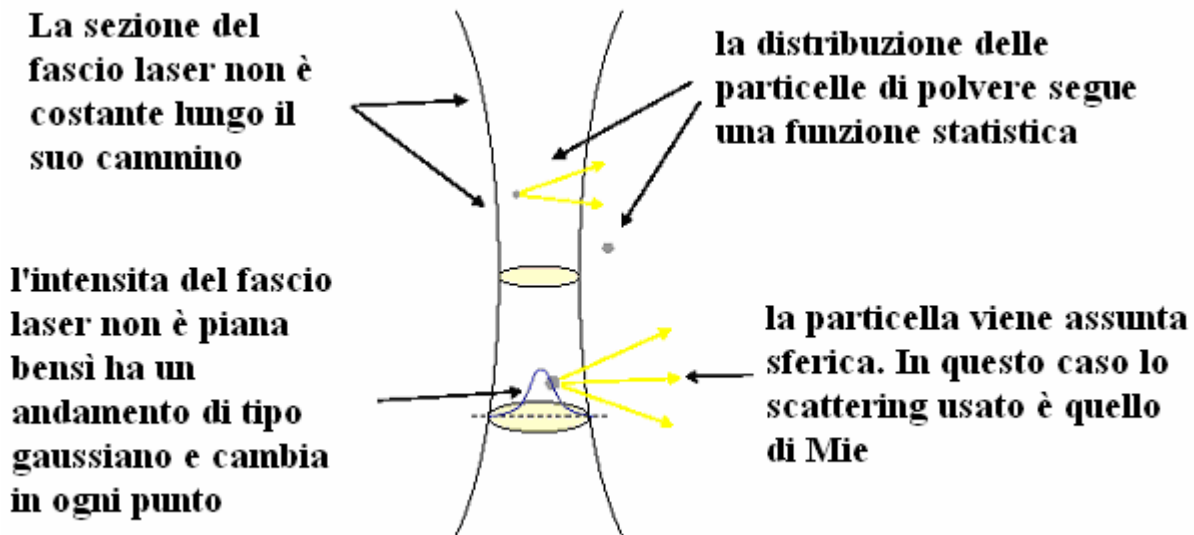


fig. 4.2 Condizioni di interazione tra fascio laser e particella di polvere

Dalla formula 4.3 assumendo inizialmente come valore fisso l'energia scatterata E, possiamo estrapolare una funzione "Ps(S)" di distribuzione di probabilità^{43,44} del segnale scatterato per unità di superficie definita come "densità di potenza" tenendo in considerazione che le particelle di polvere (con una certa funzione di distribuzione della sezione d'urto $P\sigma$) possano trovarsi all'interno del fascio laser che è caratterizzato da una determinata funzione di distribuzione di

⁴¹ E. Giovannozzi, C. Castaldo, G. Maddaluno *Evidence of dust in FTU from Thomson Scattering diagnostic measurements* 33rd EPS Conference on Plasma Phys. Rome, 19 - 23 June 2006 ECA Vol.30I, P-2.093 (2006)

⁴² F.Orsitto et al., *Appl.Opt.*34, 15,2712(1985)

⁴³ M. Rytgard, *Estimation in the pareto distribution*, *Astin Bull.* 20,2 201(1990)

⁴⁴ W.P. West *plasma Phys. Control. Fusion* 481661-1672(2006)

probabilità (**Pe**). Infine normalizzando l'equazione $P_s(S)$, integrando, otteniamo la funzione di distribuzione del segnale scatterato per unità di superficie in funzione dell'energia:

$$P_s(S) = \frac{1}{K} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} P_e(E) P_{\sigma}(S/KE) \frac{dE}{E} \quad [4.4]$$

dove

- S/KE è la sezione d'urto della formula 4.3
- E_{\min} = valore minimo di densità di energia che viene imposto al fascio laser affinché la misura abbia un valore finito (cut- off inferiore),
- $E_{\max} = E_0$ = valore massimo di densità di energia del fascio laser incidente (cut- off superiore);

E_{\min} può essere calcolato, per un profilo del laser di tipo Gaussiano, dato da:

$$E(\vec{x}) = E_0 \exp\left(-2 \frac{\vec{x}^2}{w^2}\right); \quad \vec{x}^2 < D^2 \quad [4.5]$$

dove:

- w è il diametro del raggio laser ,
- D è il diametro massimo rilevabile mediante scattering ,
- x la distanza che parte dal centro del fascio laser fino ad arrivare al massimo che corrisponde a D (fig 4.3).

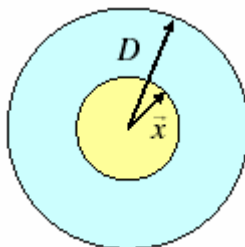


fig. 4.3 distanze dal centro al bordo del beam waist (sezione del fascio laser) in cui possono essere rilevate le particelle di polvere

mediante la seguente formula:

$$E_{\min} = E_0 \exp\left(-2 \frac{D^2}{w^2}\right) \quad [4.6]$$

Considerando la [4.5] e la [4.6] otteniamo per la funzione di distribuzione della densità di potenza del laser:

$$P_e(E) = \frac{1}{\log R} \frac{1}{E} \quad E_{\min} < E < E_0 \quad [4.7]$$

dove

$$R = \frac{E_0}{E_{\min}} \quad \log R = 2 \frac{D^2}{w^2}$$

Se la funzione di distribuzione delle particelle segue una legge di potenza si può dimostrare che anche la funzione di distribuzione di probabilità del segnale laser scatterato segue la stessa legge²². Dalla distribuzione di probabilità sperimentale del segnale scatterato si può quindi dedurre la funzione di distribuzione della sezione d'urto e del raggio della particelle responsabili dello scattering.

Un approfondimento in merito alla reale dimensione della particella di polvere rilevata viene affrontata negli obiettivi di questa tesi quando si parlerà dell'interazione del laser con la particella.

Cap .5 OBIETTIVO DELLA RICERCA

Nei capitoli precedenti è stata illustrata la metodica di produzione della polvere all'interno di macchine a fusione tipo Tokamak. Si è analizzata una delle diagnostiche attualmente utilizzate per la rilevazione della polvere, cioè lo scattering di Mie e di Reyleight⁴⁵, e, infine, si è introdotta una metodica per la rilevazione e per il dimensionamento della polvere, utilizzata presso i laboratori dell'ENEA di Frascati.

Queste conoscenze scientifiche hanno rappresentato le basi ed i presupposti per la pianificazione e la realizzazione delle attività che hanno costituito l'oggetto di questa ricerca.

Con questo studio ci si è posti l'obiettivo:

1. correggere la stima della dimensione della polvere rivelata tenendo conto della possibile ablazione della polvere stessa da parte del fascio laser della diagnostica
2. evidenziare eventuali correlazioni fra la presenza e la quantità della polvere rivelata a seguito di una disruzione e i parametri del plasma immediatamente prima della disruzione stessa.

5.1) MATERIALE A DISPOSIZIONE

Nel periodo 2002-2007 sono state selezionate 1637 scariche di FTU terminate con una disruzione e in cui si era rilevato, in assenza di plasma, un segnale anomalo sul canale del TS centrato sulla lunghezza d'onda del laser.

L'analisi è stata limitata alla rivelazione di polvere immediatamente dopo la fine della scarica a causa di una disruzione perché, con la configurazione ottica attuale del TS che opera su FTU, durante la scarica l'eccessiva stray light causata dal plasma rende impossibile la misura della luce laser scatterata dalla polvere. La diagnostica durante la scarica non riesce a distinguere se il segnale che viene rilevato dal centro del plasma provenga dallo scattering della polvere o se sia lo scattering del plasma. Inoltre l'analisi dopo le disruzioni è stata limitata a canali spaziali abbastanza centrali dato che i canali esterni, più vicini al plasma di bordo, dove probabilmente è maggiore la densità di polvere, risultavano quasi sempre saturi. In Fig. 5.1) è mostrato per uno sparo il segnale presente sul

⁴⁵ E. Giovannozzi¹, C. Castaldo¹, G. Maddaluno¹, S. Ratynskaia², A. Rydzy¹. *Dust measurement with Thomson Scattering in FTU -POSTER : VARENNA 24-28/09/2007*

canale che guarda la lunghezza d'onda del laser scatterato (CH0)⁴⁶. I segnali sono due (in verde ed in blu) perché due sono i lasers in funzione, la linea continua rossa rappresenta il livello di riferimento del laser. I segnali dei due laser sono diversi perché il loro livello di zero è diverso dovuto ad una luce di stray rilevata dall'ottica di rivelazione con un differente angolo di vista. Nella parte inferiore dell'immagine è rappresentato in blu il segnale rilevato nei quattro canali spettrali usati per la misura del TS (CH1, CH2, CH3, CH4) e la corrente di plasma (IpI). Nella figura in questione si evince che soltanto uno dei due lasers colpisce un granello di polvere (CH0 in blu) Dopo la fine della corrente di plasma si notano dei picchi presenti nel canale centrato sulla lunghezza d'onda del laser che sono appunto indicativi della presenza di polvere. Si ha un picco anche nei 4 restanti canali del TS che indicano che il fenomeno viene confermato anche dalla radiazione emessa in altre lunghezze d'onda dalla particella colpita dal fascio laser ad alta energia .

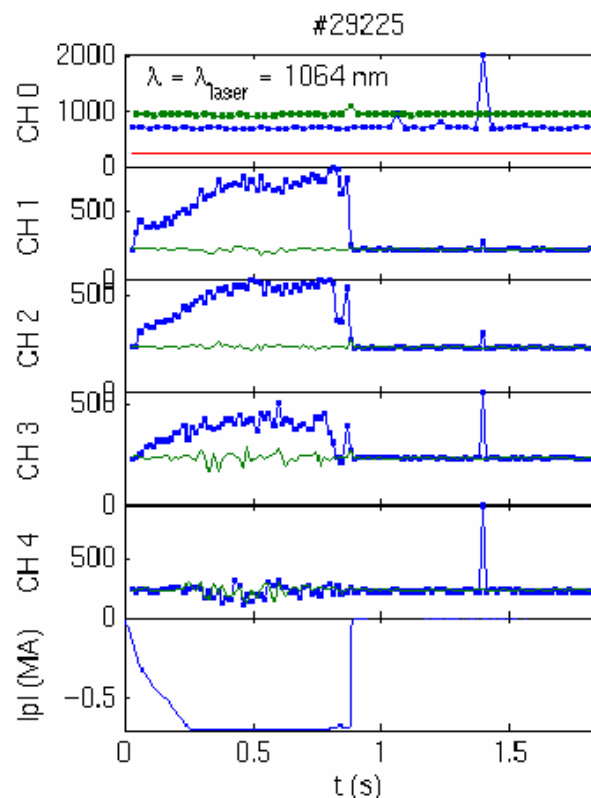


fig. 5.1) esempio di segnale rivelato dopo una disruzione e attribuito allo scattering della luce laser da parte di una particella di polvere, che emette poi in diverse bande spettrali

I dati sperimentali di FTU ovvero gli eventi rilevati dopo una disruzione sono stati analizzati con un programma specifico operante su Matlab. Nella figura 5.2) si mostra una rielaborazione, mediante tale programma, dei segnali ricevuti su tutti i canali. All'intensità del segnale rilevato su tutti i

⁴⁶ K.Narihara et al. nucl. Fus. 37,8(1997) 1177

policromatori si è associata anche una posizione spaziale, lungo l'asse della sorgente laser entrante nella macchina. La posizione spaziale va dal centro del plasma fino ad una distanza apprezzabile dal bordo inferiore come illustrato nel cap 4. Nella stessa figura viene mostrato l'andamento nel tempo della corrente di plasma per evidenziare da quale momento viene rilevata la polvere, ovvero solo in seguito alla disruzione.

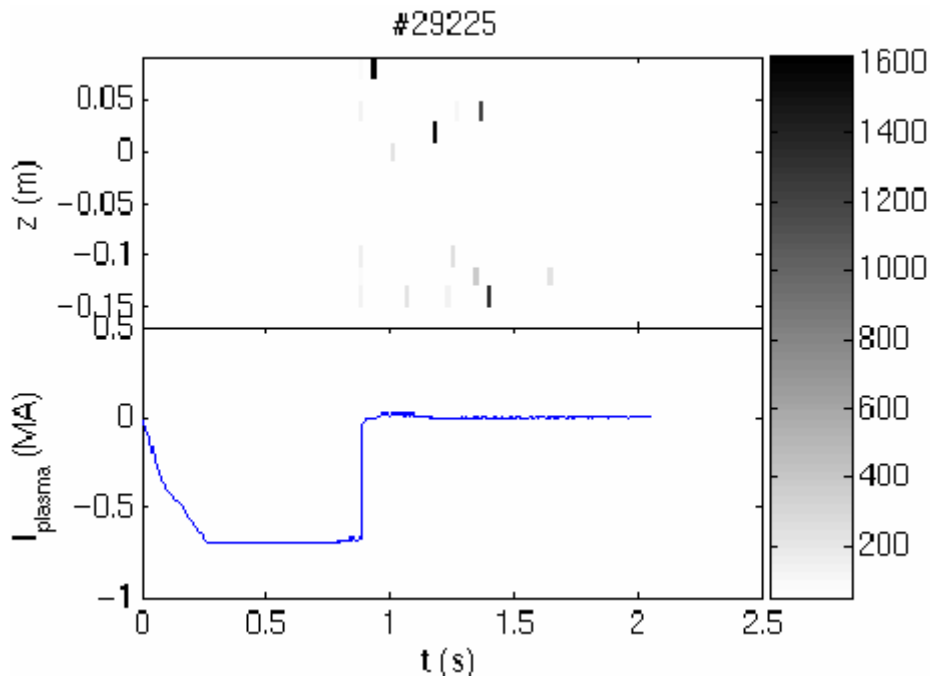


Fig. 5.2 Nella traccia superiore abbiamo il segnale dei canali alla lunghezza d'onda del laser, evidenziato come un rettangolino corrispondente alla posizione verticale del volume di scattering da cui proviene, di tonalità di grigio proporzionale alla sua intensità. Non vengono mostrati canali più esterni perché il segnale era saturato. Nel riquadro più in basso si mostra la corrente di plasma.

L'analisi precedentemente effettuata sui segnali del TS dopo le disruzioni aveva portato essenzialmente alle seguenti conclusioni²²:

- 1) la densità della polvere misurata dopo la disruzione tende a diminuire al passare del tempo trascorso dalla disruzione stessa;
- 2) la funzione di distribuzione delle dimensioni delle particelle sembra seguire una legge di potenza decrescente;
- 3) la dimensione delle particelle di polvere, derivata dalla misura della luce scatterata senza tener conto della possibile ablazione delle particelle stesse da parte del raggio laser, è $\leq 0.1 \mu$. In Fig. 5.3) è riportata la funzione di distribuzione di probabilità della sezione d'urto e del raggio delle particelle rivelate dallo spettrometro centrale. La retta sperimentale indicata con i punti in blu è stata ottenuta usando la formula 4.4. In verde sono indicate le misure non attendibili in quanto i

canali fornivano un segnale di saturazione. La retta in colore nero tende ad approssimare il fit dei punti per cui si ottiene una pendenza con un valore costante = α pari a 5.79 . Tale retta ci indica oltre la dipendenza lineare della probabilità della sezione d'urto dal raggio delle particelle di polvere, anche il range di misura della polvere rilevata dal TS, ipotizzando sempre il caso di non ablazione delle particelle da parte del plasma.

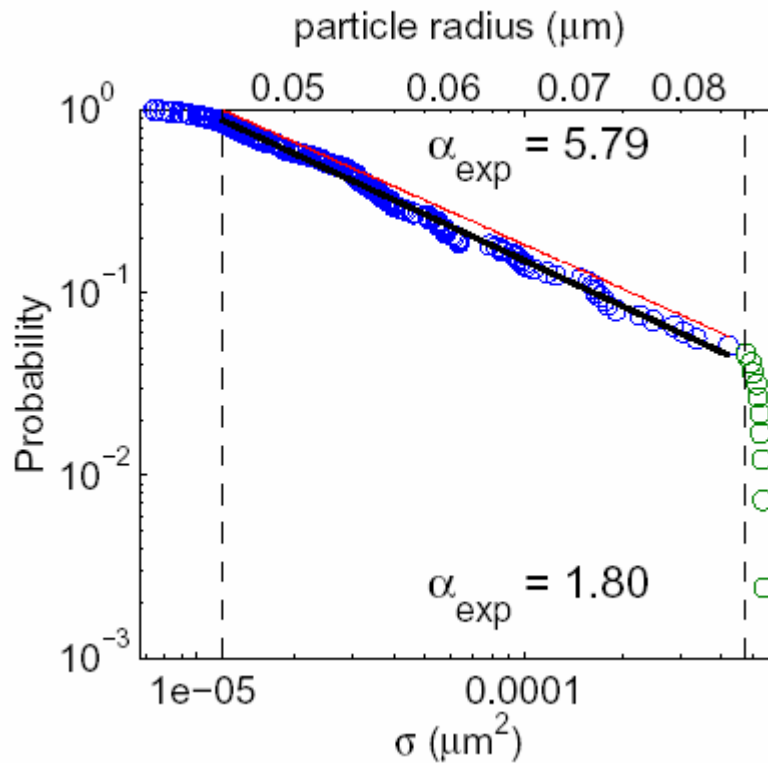


Fig. 5.3 - Funzione di distribuzione di probabilità della sezione d'urto e del raggio delle particelle derivate dalla funzione di distribuzione sperimentale della potenza scatterata, rivelata dallo spettrometro centrale, usando l'approssimazione di Rayleigh

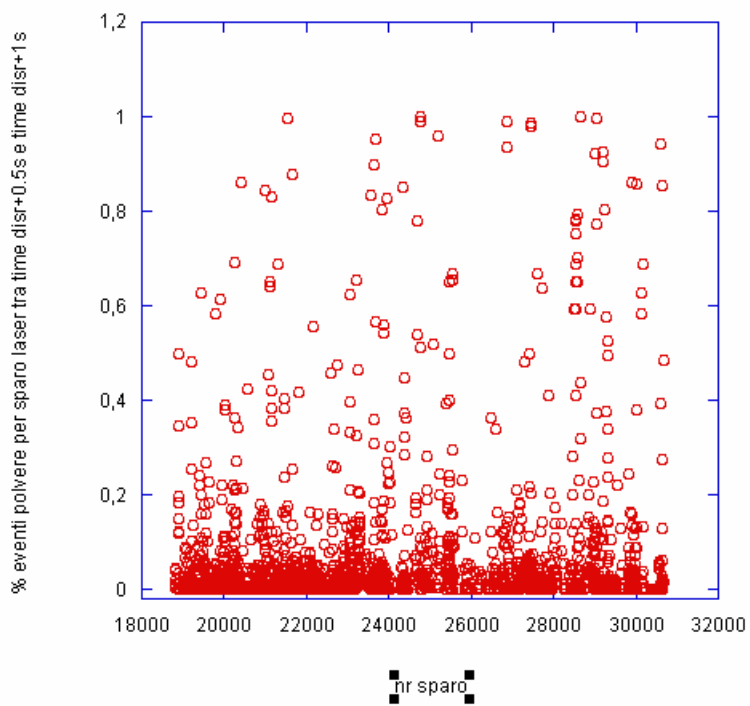
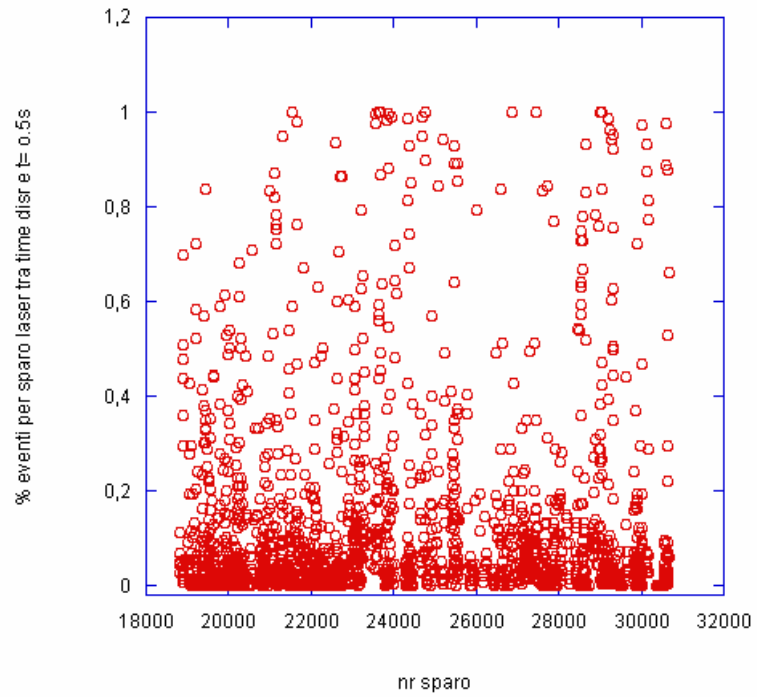
La disruzione, come spiegato nel capitolo 3, è un' interruzione improvvisa della scarica di plasma che causa uno stress di tipo sia meccanico che termico sulle pareti del Tokamak, oltre a spegnere la scarica. Tale shock è una delle cause principali della formazione e/o del sollevamento della polvere. La conoscenza della dimensione di tale polvere è importante perché il possibile trasporto per via aerea di isotopi radioattivi come il Trizio dipende anche da questo parametro. La dimensione della polvere dedotta dalle misure di TS su FTU, come detto va da 0.05 micron a 0.1 micron , trascurando la possibile ablazione della particelle da parte del laser.

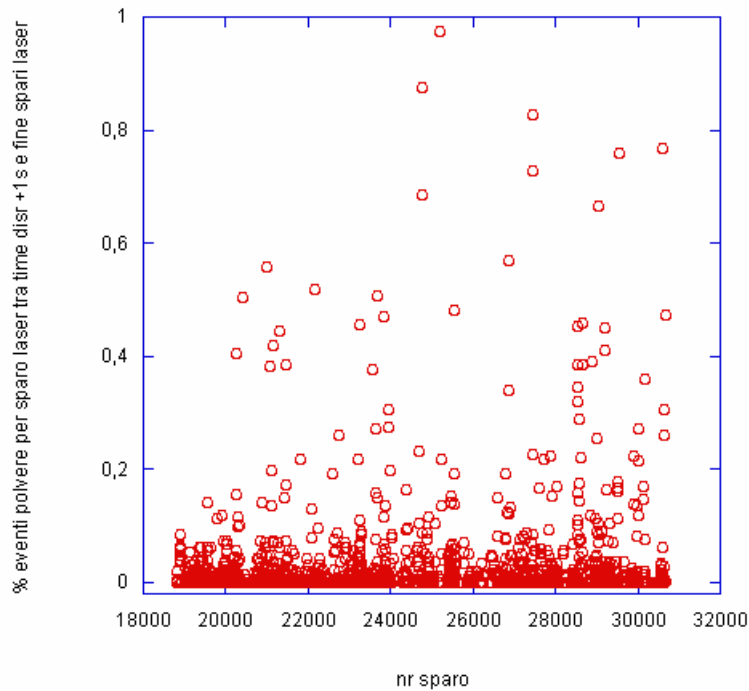
Giova precisare che le due sorgenti laser del TS continuano a funzionare oltre il tempo della disruzione fino alla fine della scarica di plasma programmata e che, in alcune scariche, non tutte e due le sorgenti laser hanno funzionato contemporaneamente o con la stessa frequenza o ancora non in tutte le scariche sono stati analizzati dai policromatori tutti i canali spettrali disponibili per la relativa scarica come illustrato nel cap 2 e cap 4.

5.2) ANALISI DEI DATI OTTENUTI E RISULTATI

Occorre precisare che all'analisi dei dati qui riportati hanno contribuito principalmente i segnali provenienti dalle posizioni spaziali più prossime al centro del plasma. Purtroppo l'angolo di vista della diagnostica TS installata sulla macchina non permette di rilevare la zona di plasma confinante con la parete denominata Scrape-off Layer (SOL), che è quella dove maggiore dovrebbe essere la presenza di polvere, data la prossimità dei materiali e, come detto, i canali più esterni erano spesso saturi a causa della stray light. Il dato che viene riportato nelle analisi seguenti è il numero dei segnali riconducibili allo scattering da parte di una particella, presi in esame tutti gli spari laser e tutti i policromatori. Tale numero è normalizzato al prodotto tra numero di impulsi laser effettuati e numero di policromatori che concorrevano alla misura nello sparo preso in considerazione, in modo da ottenere un valore direttamente legato alla quantità di polvere presente nello sparo e confrontabile tra sparo e sparo.

Come primo passo nell'analisi dei dati si è esaminato il comportamento della polvere nel tempo trascorso dalla disruzione, cercando di capire se la sua dinamica era coerente con le forze in giuoco al termine di una disruzione. Nelle figg 5.4 a), b), c) è riportata la percentuale di polvere rivelata in 3 intervalli di tempo succedutesi dalla disruzione, i primi due di durata 0.5 sec, il terzo di durata definita dall'intervallo tra 1 secondo dopo la disruzione ed la fine degli spari dei lasers.





figg. 5.4) attenuazione del segnale della polvere rilevata nei 1637 spari esaminati in funzione del tempo trascorso dalla disruzione. La rivelazione è fatta: a) nei primi 500 msec seguenti la disruzione , b) nei successivi 500 msec, c) nell' intervallo di tempo successivo delimitato dalla fine degli spari dei lasers.

Dal confronto tra questi tre grafici è evidente che la quantità di polvere rivelata per ogni scarica dopo la disruzione si riduce nel tempo, man mano che ci si allontana dal momento della disruzione, ossia dal momento in cui probabilmente la polvere viene creata e/o movimentata. Questo comportamento va analizzato tenendo conto del fatto che dopo la disruzione i granelli di polvere, in assenza ormai del plasma, sono sottoposti solamente alla forza di gravità, e, se carichi e/o magnetizzati, alla forza magnetica dovuta ora al solo campo magnetico toroidale, che sussiste nella camera da vuoto per una durata programmata, diversa in base alla sua intensità, indipendentemente dalla presenza del plasma.

Apparentemente le particelle di polvere non sembrano risentire della presenza del campo magnetico. Si è cercato quindi di confrontare le forze che possono agire su di loro per effetto della gravitazione e del campo magnetico toroidale. La forza di gravità è data da:

$$F_g = M_d g, \quad (5.1)$$

dove:

$$g = 9,81 \text{ m/s}^2$$

$$M_d = \rho V,$$

ρ = densità del materiale metallico di cui è presumibilmente composta la polvere (nel nostro caso possiamo considerare un range limitato dal Fe(8000 Kg/m³) e dal Molibdeno (10280 Kg/m³), entrambi presenti su FTU).

$V = 4/3\pi r^3$ (in quanto assumiamo per l'approssimazione di Mie la particella sferica),

r = raggio della particella di polvere rilevata con il T.S. = dell'ordine di 0.05 μm -0.5 μm .

In tal caso avremo una forza di gravità di valore compreso

tra $2,11 \times 10^{-13}$ e $2,11 \times 10^{-14}$ N nel caso del Molibdeno

e tra $1,64 \times 10^{-13}$ e $1,64 \times 10^{-14}$ N nel caso del Ferro

Ora verifichiamo se il campo toroidale presente dopo una disruzione esercita una forza paragonabile alla forza di gravità appena esposta, utile ad influenzare la dinamica della particella metallica.

Dal cap. 5 abbiamo che la forza magnetica presente dopo la disruzione ed agente sulla particella è:

$$F_M = -\pi r_d^3 \varepsilon_M \frac{B_{\text{sat}} B_{\text{tor}}}{4\pi R} \frac{R}{R} \quad (5.2)$$

dove

- ε_M = è la frazione di materiale magnetico contenuto nella particella, che assumiamo = 1

- B_{SAT} = 10 kGauss =1 Tesla

- R = 0,935 m su FTU.

- B_{tor} = tra 4 e 8 Tesla (40 e 80 kGauss) su FTU .

Per una particella di raggio 0,5 μm abbiamo:

$$F(4 \text{ Tesla}) = 5,34 \cdot 10^{-20} \text{ N}$$

$$F(8 \text{ Tesla}) = 1,06 \cdot 10^{-19} \text{ N}$$

Mentre per una particella di raggio 0,05 μm abbiamo:

$$F(4 \text{ Tesla}) = 5,34 \cdot 10^{-19} \text{ N}$$

$$F(8 \text{ Tesla}) = 1,06 \cdot 10^{-18} \text{ N}$$

Dai dati appena esposti risulta che il campo magnetico toroidale esercita sulle particelle di polveri metalliche, anche se totalmente magnetizzate ($\varepsilon_M = 1$) una forza completamente trascurabile rispetto alla forza di gravità, non impedendo la caduta delle polveri sul fondo della macchina.

Successivamente a questa verifica si è cercato di approfondire l'effetto dell'eventuale ablazione della particella di polvere da parte del laser del TS in merito alla determinazione, sopra riportata, della dimensione tipica della polvere rivelata. Durante gli studi effettuati per questa tesi è emerso, come già detto, che anche in assenza di plasma, dopo la disruzione, e in corrispondenza del segnale sul canale che vede la luce laser deviata dalla particella di polvere, un segnale è presente anche nei 4 canali spettrali dedicati normalmente alla misura della densità e temperatura del plasma stesso. (vedi fig 5.1). Nella fig. 5.5 in basso sono rappresentati la funzione di trasmissione dei quattro canali di un determinato policromatore in funzione della lunghezza d'onda. Se moltiplichiamo tali funzioni di trasmissione per lo spettro del corpo nero otteniamo a meno di una costante moltiplicativa il segnale aspettato sui nostri canali se appunto stessero osservando un corpo nero. Confrontando questi segnali aspettati con quelli effettivamente misurati mentre il laser sta scatterando su un granello di polvere (vedi fig 5.5a) si vede che sono in buon accordo. Si è usato una temperatura del corpo nero di circa 1eV, comunque dato che ci troviamo nella regione di Rayleigh-Jeans, non si vede un apprezzabile effetto dovuto a differenze di temperatura. In effetti siamo in grado di osservare solo differenze relative tra i vari canali. Inoltre non è strettamente appropriato usare un corpo nero visto la possibile natura di questa sorgente di luce (plasma dovuto all'ablazione della particella, righe di emissione, o comunque effetti geometrici). Ulteriori studi sono in corso per definire meglio la natura di questi segnali.

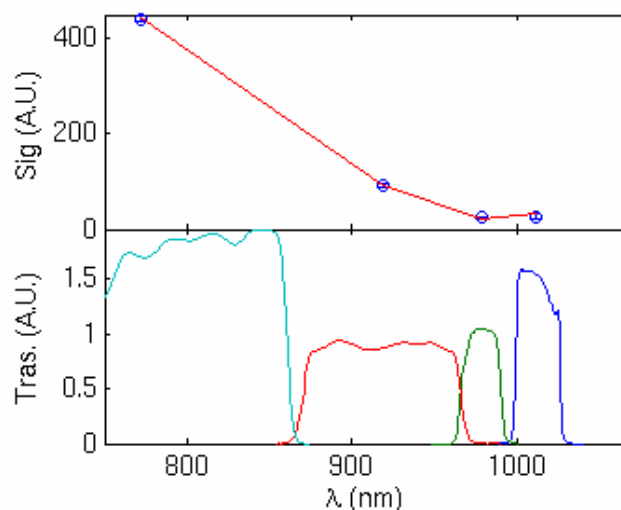


fig. 5.5 a) Segnale presente nei 4 canali di un policromatore confrontato con quello aspettato se la sorgente fosse un corpo nero alla temperatura di 1eV. b) funzioni di trasmissione dei 4 canali dello stesso policromatore. La responsivity dei fotodiodi è compresa nelle funzioni di trasmissione.

Avendo a disposizione su FTU una sorgente laser con una densità di energia pari a $0,2 \cdot 10^6 \text{ J/m}^2$, per lo più concentrata nella zona centrale del fascio laser, l'interazione dell'impulso laser e della

particella di polvere può generare, oltre allo scattering delle luce incidente, anche il surriscaldamento della particella fino ad arrivare alla sua completa ablazione.

L'ablazione è totale per le particelle che hanno una dimensione uguale o minore della lunghezza d'onda della sorgente laser, mentre per particelle di polvere di dimensioni maggiori si potrebbe avere una ablazione parziale. In letteratura sono stati fatti studi sull'ablazione da parte di sorgenti laser di particelle di polveri quali grafite e materiali dielettrici ⁴⁷ durante una scarica di plasma in un Tokamak. Tali studi implicano però una conoscenza degli indici di rifrazione e quindi del coefficiente di assorbimento del materiale che costituisce la particella, e che varia prima e dopo l'ablazione in funzione della temperatura; tali studi tengono inoltre in considerazione la pressione di saturazione, la forma della particella mentre viene ablata e la velocità con cui viene ablata a seconda che la particella sia di grafite o di materiale dielettrico. Nell'ambito di questa tesi è stato sviluppato un modello semplificato dell'ablazione⁴⁸ dove per una particella metallica di Molibdeno colpita dall'impulso laser si può assumere che l'assorbimento e lo scattering della radiazione incidente è funzione solo della dimensione della particella rilevata, trascurando la variazione del coefficiente di assorbimento. Nella semplificazione del modello di ablazione si assume che l'evaporazione della particella è direttamente proporzionale all'energia assorbita. Usando il volume della particella, ipotizzata sferiforme, come indicazione della dimensione della particella avremo che la variazione nel tempo di tale volume è data da:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{W_{abs}(t)}{H_{vap}} \quad (5.3)$$

con

$W_{abs}(t)$ = potenza del laser assorbita dalla particella espressa in Watt = J/s

H_{vap} = calore latente di vaporizzazione della particella espressa in J/m³

Assumendo che la potenza assorbita è proporzionale alla potenza incidente tramite una funzione σ_{abs} dipendente dalla dimensione della particella:

$$W_{abs}(t) = \sigma_{abs}(V) W_{laser}(t), \quad (5.4)$$

⁴⁷ R.D. Smirnov et al. Physics of Plasma 14, 112507 (2007)

⁴⁸ E. Giovannozzia, C. Castaldoa, G. Apruzzesea, G. Maddaluno, S. Ratynskaia, A. Rydzy
Dust in FTU with the Thomson Scattering diagnostic,
 5th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas- AZORES may 18-23 2008

Dove $\sigma_{abs}(V)$ è la sezione d'urto per assorbimento della particella investita dal fascio e che sta assorbendo l'energia del laser su tutto il suo volume. La $\sigma_{abs}(V)$ può essere ottenuta dalle stesse formule di Mie usate per lo scattering. Per particelle più piccole della lunghezza d'onda della luce laser $\sigma_{abs}(V)$ è proporzionale al volume della particella (approssimazione di Rayleigh).

la 5.3 si può esprimere come:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{\sigma_{abs}(V)}{H_{vap}} W_{laser}(t) \quad (5.5)$$

ovvero come:

$$\frac{dV}{dE_m} = -\frac{\sigma_{abs}(V)}{H_{vap}} \quad (5.6)$$

dove $E_m = \int_0^t W_{laser}(t') dt'$ è l'energia incidente sulla particella pari all'integrale della densità di energia del laser (W) che sta arrivando sulla particella in funzione del tempo. Il segno meno indica che il volume della particella mentre viene ablata dal laser diminuisce.

La formula 5.6 è un'equazione differenziale la cui soluzione è:

$$V(t) = V(E_m(t))$$

In questa sede non esplicitiamo la soluzione ma ci è sufficiente saper che la soluzione dipende solo dalla dimensione iniziale della particella e dall'integrale nel tempo della densità di energia del fascio laser. Per particelle piccole il volume V diminuisce esponenzialmente in funzione di E_m . Nel regime di Mie la soluzione può essere trovata facilmente con un solutore di ODE (Ordinary Differential Equation). In particolare si è usato quello disponibile su Matlab.

Sappiamo inoltre che la potenza scatterata è:

$$W_m(t) = \sigma_{scatt}(V) W_{laser}(t) \quad (5.6 a)$$

Integrando e sostituendo quello che abbiamo ottenuto dall'equazione differenziale precedente si ottiene l'energia scatterata che è a sua volta una funzione solo della densità di energia incidente sulla particella:

$$E_{scat}(E_m) = \int_0^{E_m} \sigma_{scat}(V(E)) dE \quad (5.7)$$

dove σ_{scat} è una la sezione d'urto della radiazione scatterata dalla particella e che per piccole particelle (approssimazione di Rayleigh) va come V^2 (a^6).

L'energia scatterata ha un valore limite anche se la densità di energia incidente va all'infinito perché una volta che la particella viene completamente ablata non è in grado di scatterare più nulla. Questo lo si può facilmente vedere nell'approssimazione di rayleih sostituendo nella formula 5.7 la soluzione (un esponenziale decrescente) ottenuta per il volume della particella e quindi eseguendo l'integrale.

Il risultato di questo modello è sostanzialmente concorde con il modello più accurato presente in letteratura ²³. Successivamente si assume che le particelle vengano completamente ablate e che quindi dalla luce scatterata si può dedurre direttamente la dimensione della particella.

Ai fini dello studio effettuato in questa tesi si può asserire che le dimensioni reali della particella di molibdeno sono maggiori di circa un fattore 4 rispetto alle dimensioni dedotte dalla luce scatterata senza tener conto della possibile ablazione della particella.

Tale asserzione può essere evidenziata reintroducendo la funzione di distribuzione del segnale scatterato introdotta nel capitolo 4 ed illustrata nella fig. 5.3.. Tenendo in considerazione l'ablazione otteniamo dai dati sperimentali come quelli illustrati nella fig. 5.7 la funzione di distribuzione delle dimensioni della particelle. La funzione di distribuzione non segue più esattamente una legge di potenza sembra esserci un eccesso di particelle più grandi rispetto ad una legge di potenza. Ulteriori studi sono in corso. A dimostrazione di quanto appena esposto nel figura 5.7 in verde come nella fig. 5.3 i canali del Ts al di sopra di un certo valore della particella vanno in saturazione. Sostanzialmente il grafico è lo stesso ma cambia la sezione effettiva della particella a parità di probabilità della sezione d' urto per cui il raggio delle particelle rivelate dallo spettrometro centrale hanno una dimensione maggiore.

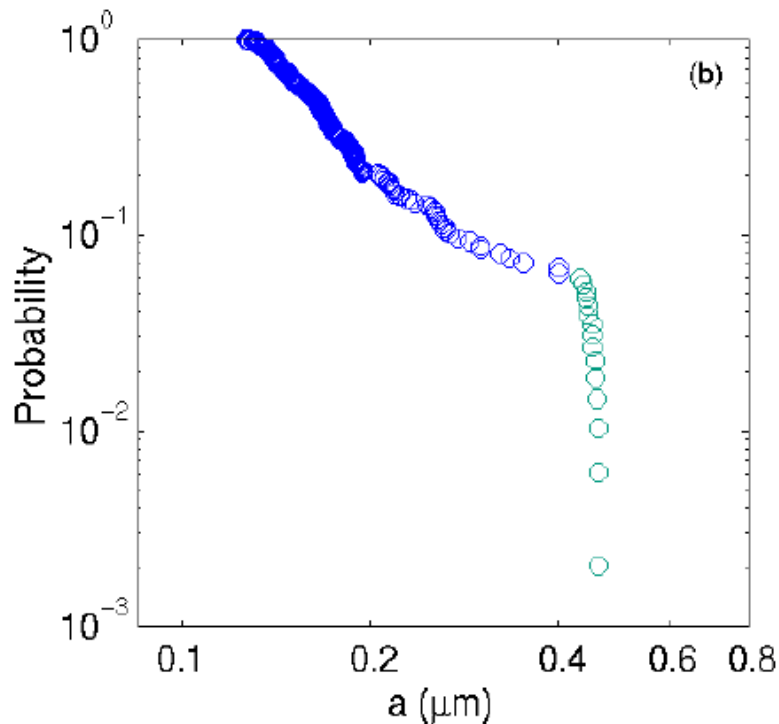


fig.5.7 funzione di distribuzione di probabilità del raggio delle particelle derivata dalla funzione di distribuzione sperimentale della potenza scatterata, rivelata dallo spettrometro centrale, tenendo in considerazione l'ablazione della particella.

5.3) CORRELAZIONE TRA PRESENZA E QUANTITA' DI POLVERE RIVELATA

L' altro principale obiettivo di questa tesi era l' evidenziazione di eventuali correlazioni fra la presenza e la quantità della polvere rivelata a seguito di una disruzione e i parametri del plasma immediatamente prima della disruzione stessa

I risultati riportati nel proseguo, per semplificare, si riferiscono alla sola percentuale di eventi rivelata entro 0.5 sec dalla disruzione: verosimilmente, infatti, non ci si può aspettare nessuna creazione di nuova polvere negli intervalli di tempo successivi, bensì, come visto, una diminuzione del contenuto di quella fluttuante, e quindi rivelabile.

Si è quindi relazionata la quantità di polvere rilevata con le caratteristiche fisiche del plasma, utilizzando i dati del data base di FTU e come programma di elaborazione grafica KALEIDOGRAPH

I parametri fisici di cui ci siamo interessati ai fini della generazione\sollevamento della polvere sono:

- il campo toroidale (Btor)
- la corrente di plasma (Ipl) e la sua variazione nel tempo durante la disruzione

- la densità (n)
- il prodotto tra la densità e la Temperatura elettronica (nT).

Tali parametri sono stati rilevati mediandoli nell'intervallo di tempo tra 50 ms e 10 ms prima del tempo in cui avviene la disruzione. In questa maniera si è fatta una fotografia del plasma nell'istante che precede la disruzione. Infatti, a differenza del B_{tor} , che rimane costante durante e dopo la disruzione, fino al tempo programmato, e della corrente I_p , i valori di densità e temperatura e quindi del loro prodotto nT , proporzionale al contenuto energetico termico del plasma, non sono ricavabili in maniera affidabile dalle diagnostiche durante un rapido transiente quale quello della disruzione. La scelta dei suddetti parametri è determinata dall'importanza che possono avere sia nella formazione di nuova polvere sia nella movimentazione di quella eventualmente preesistente. Come detto, il prodotto nT dà una misura dell'energia termica del plasma che può essere rilasciata sui componenti di prima parete e partecipare quindi alla creazione di polvere. La corrente, tramite il prodotto LI^2 , con L somma dell'induttanza interna ed esterna del plasma, dà una misura dell'energia magnetica del plasma che alla disruzione viene in parte rilasciata nel plasma e in parte si accoppia con i circuiti passivi che circondano il plasma. La variazione della corrente durante la disruzione fornisce una misura della variazione del flusso del campo magnetico poloidale associato alla corrente stessa e quindi sia delle forze elettromagnetiche che possono agire su particelle di polvere cariche preesistenti, sia di quelle che possono agire, tramite l'accoppiamento con il campo toroidale, su materiale fuso percorso da una corrente indotta da tale variazione di flusso.

Si è provveduto, per ridurre la dispersione dei dati, a determinarne un valor medio della polvere rilevata per ogni intervallo predefinito di ciascun parametro fisico di plasma (B_{tor} , I_p , n , nT , LI^2 , dI_p/dt).

- Per il campo toroidale, questo è stato diviso in intervalli di 1 Tesla.

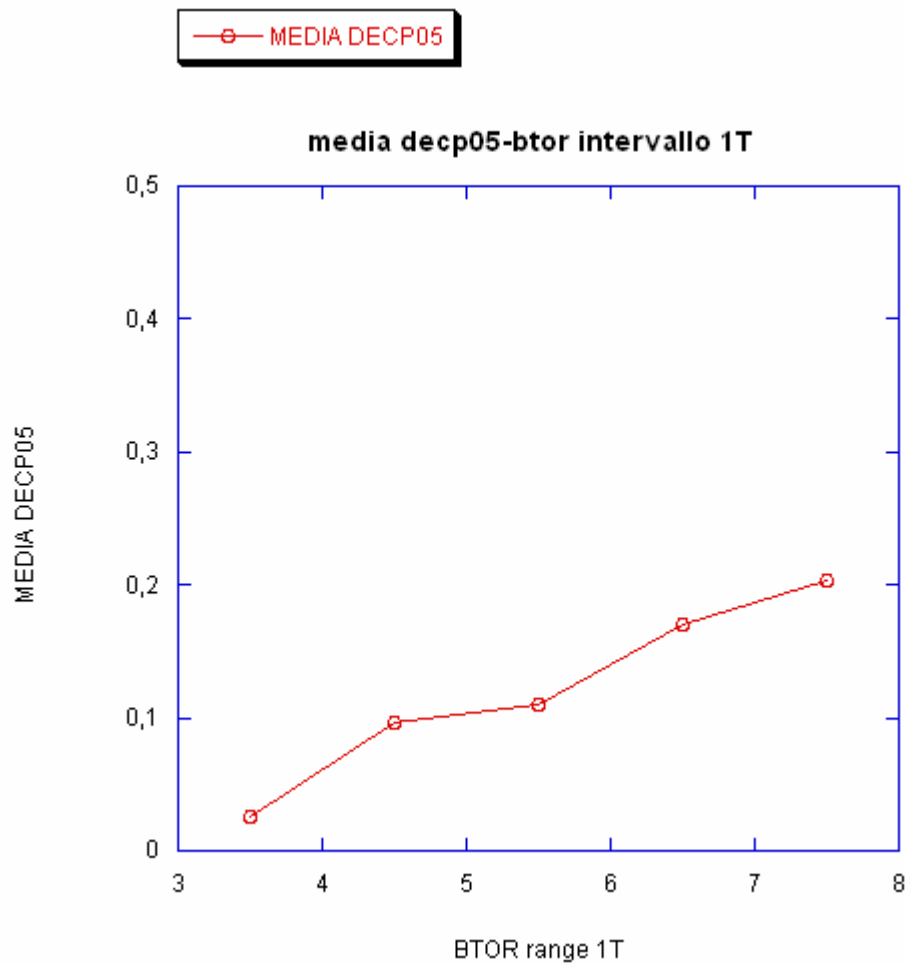


fig. 5.8) andamento della polvere rilevata in funzione dell'aumentare del campo toroidale.

Dalla figura 5.8) si nota una corrispondenza tra la quantità di polvere, e il campo toroidale.

Per la corrente di plasma è il valore medio della polvere rivelata è stato preso in ogni intervallo di 0,2 MA. Dal grafico di Fig. 5.9) non si riesce a dedurre alcuna chiara corrispondenza tra la polvere rilevata e la corrente di plasma. Anche se, escludendo i valori in corrispondenza di bassi valori di corrente, non usuali nella sperimentazione di FTU, si può notare che la presenza di polvere è in effetti monotona crescente con la corrente di plasma.

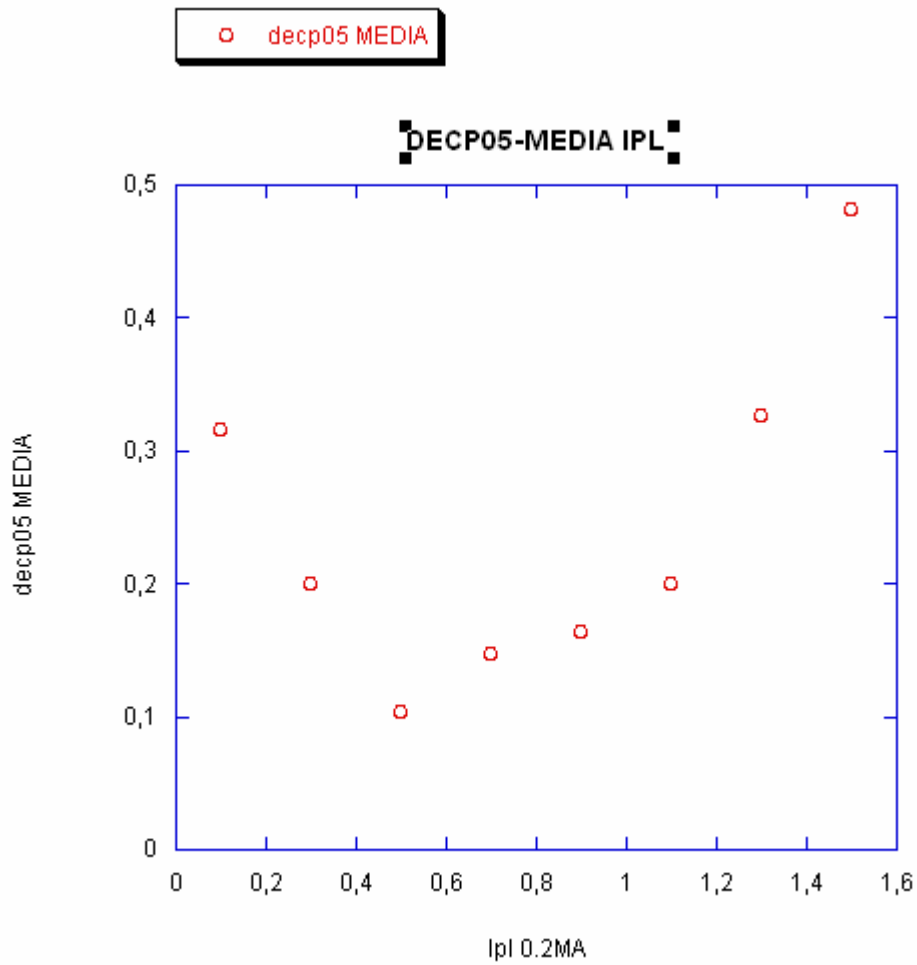


fig. 5.9) andamento della polvere rilevata in funzione dell'aumentare della corrente di plasma-

- Per la densità si sono scelti intervalli di $5.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Anche in questo caso non si può dedurre nessuna correlazione chiara (fig. 5.10).

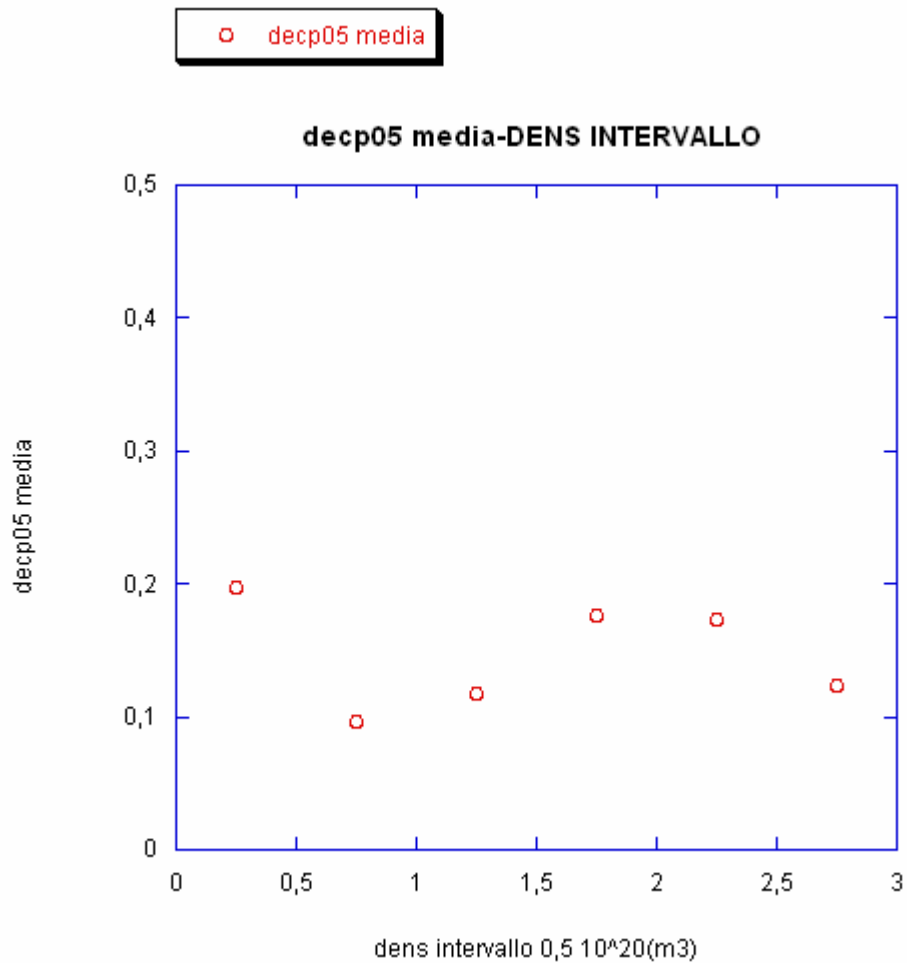


fig. 5.10) andamento della polvere rilevata in funzione della densità di plasma.

- Si è proceduto poi ad effettuare il prodotto fra la densità (n) e la Temperatura elettronica (T), (rilevata da un'altra diagnostica che misura la radiazione emessa dal plasma alla frequenza della ciclotronica elettronica. I valori ottenuti dal prodotto sono pari all'energia termica del plasma a meno di una costante e il valore della polvere rilevata è stata mediata su intervalli di $1 \cdot 10^{20}(-\text{m}^3) \cdot \text{keV}$. Anche in questo caso (Fig. 5.11) la quantità di polvere rilevata non appare avere una chiara relazione con il contenuto termico della scarica.

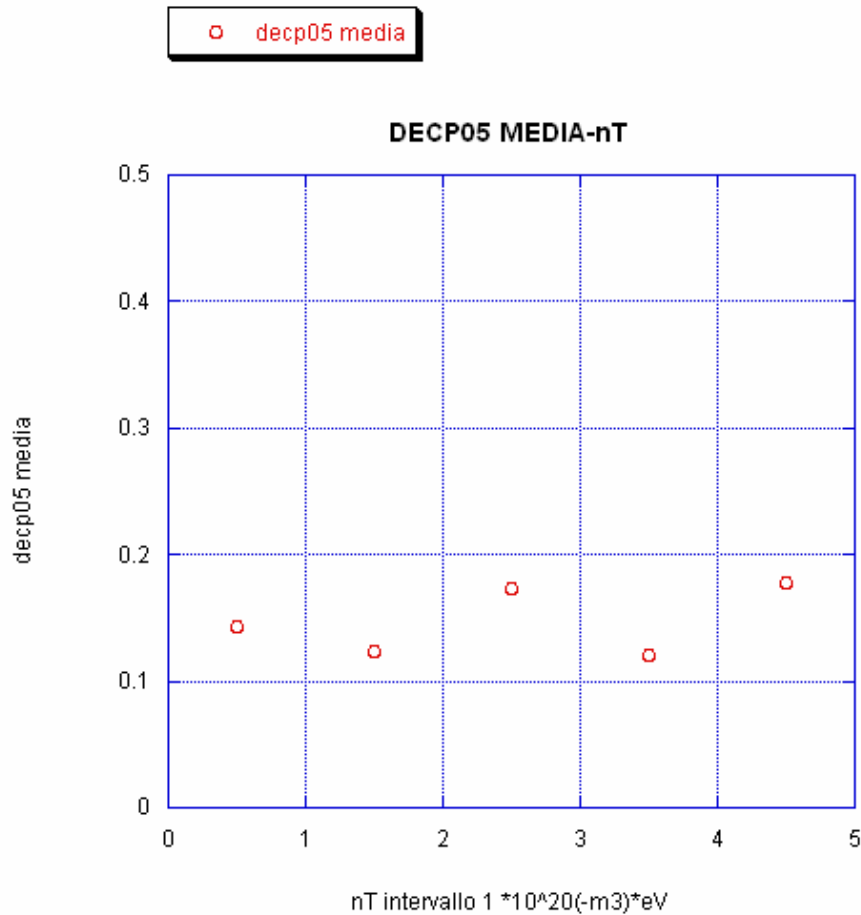


fig. 5.11) andamento della polvere rilevata in funzione del prodotto $n \cdot T$ proporzionale all'energia del plasma.

Dall' analisi effettuata si può dedurre che la quantità di polvere rivelata dalla diagnostica TS su FTU dopo una disruzione dipende in maniera abbastanza evidente dal solo campo magnetico toroidale. Tale risultato potrebbe essere collegato ad un' altra dipendenza, anche più accentuata, dal campo magnetico, e cioè quella della produzione di elettroni runaway durante una disruzione, per lo meno a densità elettroniche non alte. Gli elettroni runaway sono elettroni, originariamente appartenenti alla coda della distribuzione maxwelliana, che, in particolari situazioni, vengono accelerati ad alta energia dal campo elettrico toroidale e si disaccoppiano dal restante plasma, andando poi ad impattare sulle strutture interne alla camera da vuoto. Questo può accadere (ed è motivo di particolare attenzione per ITER) in una disruzione quando, per esempio, l' ingresso di impurezze, dovuto al rilascio dell' energia termica del plasma, rende il plasma più resistivo e quindi innalza il campo elettrico toroidale e la tensione sul giro a valori tali da creare un numero

sostanziale di elettroni runaway. La dipendenza della creazione di tali elettroni dal campo magnetico toroidale in effetti è stata verificata su FTU stesso⁴⁹.

La maggiore presenza di polvere a campi magnetici alti potrebbe quindi essere correlata con il maggior numero di runaway e quindi con la maggiore probabilità di forti carichi termici sui componenti di prima parete, in particolare sui limiters. Un altro indizio del fatto che gli elettroni runaway potrebbero essere i maggiori responsabili della creazione di polvere, o direttamente o tramite la dispersione del materiale da loro fuso da parte delle forze elettromagnetiche operanti durante una disruzione, è l'alta presenza di polvere in quelle, numerose, disruzioni appositamente provocate proprio per "spegnere" una scarica in cui la diagnostica che rivela i raggi γ ha rivelato la presenza di un numero di runaway superiore ad una soglia prefissata. In questo tipo di disruzioni, tra l'altro generalmente con tempi di decadimento della corrente più lunghi e contenuto energetico della scarica minore, si osserva una quantità di polvere che in media è un fattore 2 più alta che in tutti gli altri tipi di disruzione "spontanea", riconducibili ad altra causa. (p.e. per limite di densità, per bassi $q=(aB_T)/(RB_p)$, per collasso radioattivo della scarica) messi insieme (vedi fig. 5.12).

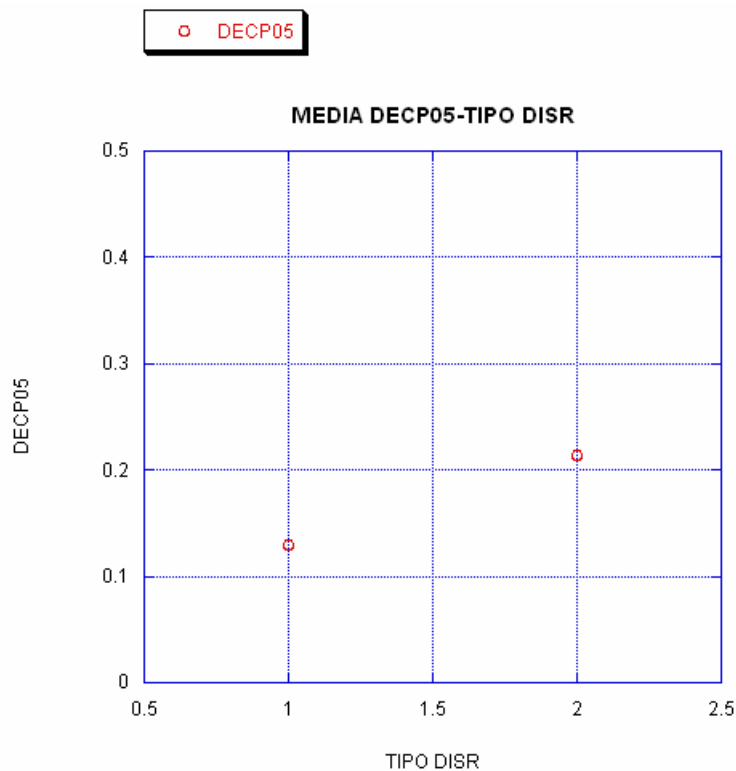


fig. 5.12 Valore medio della quantità di polvere per le disruzioni indotte a causa della presenza eccessiva di elettroni runaway (indicate dal tipo 2) e per tutte quelle riconducibili ad altre cause

⁴⁹ F.M. Poli, B. Esposito, G. Maddaluno, J.R. Martin-Solis *Disruption generated runaways in the FTU high field tokamak*-Poster 43 Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, 29/10-2/11 2001, USA California.

La produzione di runaway dipende inoltre dai valori di densità e temperatura elettronica, i cui valori durante la disruzione non sono però rilevabili in maniera affidabile, e, come detto, dal campo elettrico toroidale, a sua volta proporzionale alla tensione sul giro, che, nella disruzione, dipende fortemente dalla derivata temporale della corrente. Sarebbe quindi lecito aspettarsi una dipendenza della polvere rivelata anche dalla derivata di corrente di plasma alla disruzione. In realtà tale dipendenza non è stata riscontrata in maniera evidente, anche se il valore della derivata di corrente non è una misura diretta della presenza di elettroni runaway.

Con l'intento di approfondire la relazione tra presenza di runaway e contenuto di polvere della scarica si è cercata una eventuale correlazione tra la quantità di polvere e il numero di fotoneutroni rivelati durante la disruzione, ossia di neutroni provenienti da una reazione del tipo (γ -n) conseguente al forte irraggiamento γ sulle strutture limitrofe al punto di impatto dovuto al frenamento dei runaway (radiazione di bremsstrahlung). In effetti, come si può vedere in fig. 5.13, al di sopra di un certo valore, la quantità di polvere aumenta fortemente con il numero di fotoneutroni rivelati.

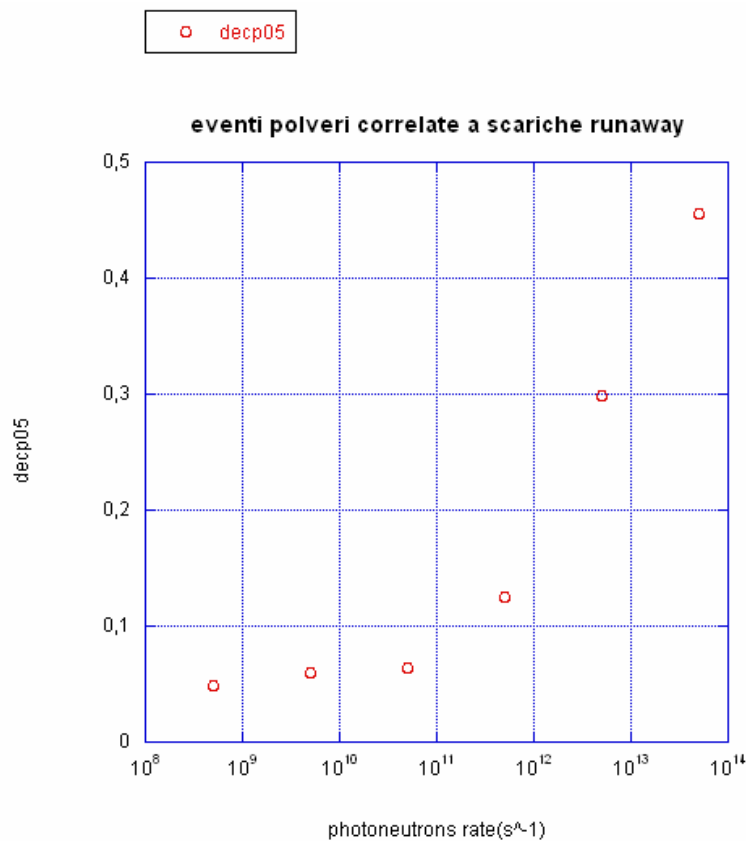


fig. 5.13 correlazione tra la polvere rivelata ed i fotoneutroni emessi. La quantità di polvere riportata è la media rivelata per ogni decade in cui è diviso il rate di emissione dei fotoneutroni

6. Conclusioni e discussione

Nel presente studio abbiamo preso in considerazione la problematica della polvere presente all'interno delle macchine Tokamak e la possibilità di rivelare tale polvere, mentre levita nella camera da vuoto, mediante la diagnostica nota come Thomson scattering, normalmente usata per la determinazione dei profili di densità e temperatura elettronica all'interno del plasma.

Dopo aver passato in rassegna i meccanismi che generano la polvere durante una scarica e le forze in gioco che agiscono sulle particelle di polvere, per capire meglio le potenzialità ed i limiti del TS, si sono introdotti i principi fisici di funzionamento, la componentistica ed il software utile per il funzionamento del TS.

Nel proseguo del lavoro l'analisi è stata limitata alla rivelazione di polvere immediatamente dopo la fine della scarica a causa di una disruzione: questo perché, con la configurazione ottica attuale del TS che opera su FTU, durante la scarica non si è evidenziata polvere nella parte centrale della camera da vuoto perché la luce emessa dal core del plasma rivelata si distingue difficilmente dal segnale scatterato della polvere. Inoltre occorre tenere in considerazione che la temperatura elevata del core del plasma durante la scarica potrebbe eliminare particelle di polvere, ablandole, anche se esse hanno un numero atomico elevato (es. Molibdeno). Durante la scarica i canali utili per rivelare la polvere sono quelli esterni, più vicini al plasma di bordo, dove probabilmente è maggiore la densità di polvere, risultano quasi sempre saturi a causa dell'eccessiva stray light. Ovviamente con questo tipo di analisi non si può determinare se la polvere osservata è stata creata durante la disruzione, come risultato dell'erosione dei componenti di prima parete, o se è stata solamente movimentata dalla disruzione stessa e già era presente all'interno della camera da vuoto. Probabilmente i due fenomeni coesistono dato che durante la disruzione sono elevate sia la probabilità di erosione, a causa degli elevati carichi termici transienti sui componenti di prima parete, sia quella di movimentazione, a causa delle rapide variazioni di campi elettrici e magnetici.

In FTU nella determinazione analitica della dimensione delle particelle di polvere, stimata in assenza di ablazione dell'ordine 0,5-1 μ m, è stato necessario introdurre delle approssimazioni come quella per cui il fascio laser abbia una superficie maggiore del diametro delle particelle, che le particelle abbiano una forma a sfera e che solo una particella è presente nel volume di scattering.

Il primo obiettivo principale di questo studio è stato quello di correggere la precedente stima delle dimensioni delle particelle di polvere rivelata, sulla base dell'ipotesi che il potente fascio laser del TS possa ablatre le particelle stesse, ipotesi avvalorata dalla rivelazione di segnali che

presumibilmente possono essere attribuiti all' emissione di tipo corpo nero da parte delle particelle. Tramite un modello semplificato è stato possibile verificare che la dimensione reale delle particelle è circa 4 più grande della dimensione misurata tramite la rivelazione della luce scatterata.

Il secondo obiettivo principale di questo lavoro è stato quello di studiare la relazione i parametri del plasma immediatamente prima della disruzione. Dato il carattere molto locale della misura (il TS "vede solamente uno dei dodici settori della camera da vuoto) la possibilità di una stima quantitativa globale della polvere all' interno di FTU era esclusa a priori dai risultati della stessa.

Dall' analisi condotta su un campione di oltre 1600 spari terminati con una disruzione e caratterizzati dalla presenza della polvere, si è potuta osservare solo la dipendenza tra quest' ultima e il campo magnetico toroidale. Per gli altri parametri quali la densità, la corrente di plasma e l'energia totale ($n \cdot T$) non si è trovata nessuna chiara dipendenza della presenza di polvere. Del resto una qualche correlazione sarebbe stata probabilmente più facile trovarla con i parametri di plasma durante la disruzione, ma occorrerebbe una risoluzione temporale spinta, in genere non disponibile, e la capacità di estrarre i segnali delle varie diagnostiche dall' elevato rumore elettromagnetico di fondo. La dipendenza della presenza di polvere dal campo magnetico toroidale potrebbe essere legata all' analogia dipendenza della creazione di elettroni runaway in seguito ad una disruzione. In effetti è stata riscontrata una forte dipendenza della quantità di polvere rivelata dalla presenza di fotoneutroni emessi in seguito a reazioni del tipo (γ -n), conseguenti al forte irraggiamento γ sulle strutture limitrofe al punto di impatto, dovuto al frenamento dei runaway (radiazione di bremsstrahlung).

Bibliografia:

- ¹J. Wesson, *Tokamaks*, Oxford University Press, terza edizione (gennaio 2004), p.10. ISBN 0198509227.
- ² Intervista a John D. Lawson. La versione originale è un documento scritto da Lawson sotto segreto militare nel dicembre 1955: J.D. Lawson, *Some criteria for a useful thermonuclear reactor*, A.E.R.E. GP/R 1807, desegretato aprile 1957. Il lavoro compare anche come documento pubblico nel gennaio 1957: J.D. Lawson, *Some criteria for a power producing thermonuclear reactor*, Proc. Phys. Soc. B, vol.70 (6), 1957.
- ¹ F. Orsitto, A. Brusadin, E. Giovannozzi, D. Santi, R. Bartiromo, and P. Pizzolati *Thomson-scattering diagnostic on the Frascati tokamak upgrade* App. Opt. 34, 15 (1995).
- ⁴ M Walsh *Thomson Scattering and Burning Plasma in Burning Plasma Diagnostics* (Varenna Conference 2007) editors F P Orsitto, G Gorini, E Sindoni, M Tardocchi , AIP Conference proceedings vol 988(NY 2008) , pag.81.
- ⁵ F. Orsitto, A. Brusadin, E. Giovannozzi, D. Santi, R. Bartiromo, P. Pizzolati *Thomson scattering system on FTU tokamak: Calibration, operation, results* Rev. Sci. Instrum. 66(2) (1995).
- ⁶ H.Salzmman, J. Bundgaard, A. Gadd, C. Gowers, K.B. Hanseen, K. Hirsch, P. Nielsen, K. Reed, C. Schrodler and K. Weisberg *The LIDAR Thomson scattering diagnostic on JET* JET Joint Undertaking Abingdon Oxon OX143EA UK Presented on 14 March 1988.
- ⁷ Rydzy Alexander Tesi di laurea “*Sorgenti laser al Nd-yag ad alta energia*”– università di Tor Vergata –Roma-2004.
- ⁸V. Voitsenya et al Rev Sci Instr. 72 (2001) 475, F. Orsitto et al ibidem p.540.
- ⁹ Peter. Stott, Giuseppe Gorini *Diagnostics for experimental thermonuclear fusion reactors* vol 2.
- ¹⁰ F. P. Orsitto, D. Del Bugaro, M. DiFino, A. Maiolo, M. Montecchi and E. Nichelatti, C. Gowers, P. Nielsen *Optical characterization of plasma facing mirrors for a Thomson scattering* Presented on 19 June 2000.
- ¹¹ P.Pizzolati, M.Briccola, M. Garbi, E.Golinelli, S.Mezzetti, G.Giorgetti, G.Molesini, R.Bartiromo, A.Brusadin, E.Giovannozzi, F.Orsitto, D.Santi, A.Ferrario and M.Bassan, Rev.Sci. Instrument 63,4403(1992).
- ¹² H.Rohr Phys. Let. 81a,451(1981).
- ¹³ T.Yamauchi , I. Yanagisawa, and H. Kawashima, Jpn.J .Appl.Phys 23,1389 (1984).
- ¹⁴R.W. Calson and W.R. Fenner, Astrophys. J. 178,551 (1972).
- ¹⁵ R. Reichle¹, B. Brichard, C. Pocheau¹, M. Jouve¹, S. van Ierschot, S. Martinez, H. Ooms, F. Berghmans, M. Decréton *Gamma irradiation tests of IR optical fibres for ITER thermography* Presented in Varenna 24-28 september 2007.
- ¹⁶F. Orsitto, A. Brusadin, and E. Giovannozzi *Avalanche photodiodes operating parameter optimization for the Frascati Tokamak Upgrade Thomson scattering system* Rev. Sci. Instrum. 68, 1201 (1997); DOI:10.1063/1.1147903 Issue Date: February 1997.

- ¹⁷ -<http://www.ing.unisi.it/matdid/1427.pdf>
- ¹⁸ -www.wikiipedia.org
- ¹⁹ P. P. Webb, R. J. McIntyre, and J. Conradi, *RCA Rev.* **35**, 234 (1974).
- ²⁰ -cataloghi: <http://www.lecroy.com/lrs/dsheets/4300b.htm>
- ²¹ G. Federici et al. *Nucl.Fusion* **41**, 1967 (2001)
- ²² V.N. Tsitovich and J. Winter , *Phys. Usp.* **41**, 815 (1998).
- ²³ J. Winter *Plasm. Phys. Control* **46**,B 583 (2004).
- ²⁴ J. Winter *Dust in fusion devices—a multi-faceted problem connecting high- and low-temperature plasma physics* Published 17 November 2004-Online at stacks.iop.org/PPCF/46/B583-doi:10.1088/0741-3335/46/12B/047.
- ²⁵ S. Rosanvallo, C. Grisolia, F. Onofri, J. Worms, S.H. Hong *Diagnostics for dust control in Tokamak environment*. Varenna 24-28 September 2007.
- ²⁶ Eric Gauthier *Erosion-redeposition diagnostics in fusion device* Varenna Proc. 24-28 September 2007.
- ²⁷ G. .Maddaluno et all presented at the 17th plasma surface interaction conference-hefei-22-26 may 2006.
- ²⁸ J. P. Sharpe 2005 *et al J. Nucl. Mater.* 337–339 1000.
- ²⁹ S I Krasheninnikov and T K Soboleva *Dynamics and transport of dust particles in tokamak edge plasmas* *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** (2005) A339–A352.
- ³⁰ H.Mott-Smith and I. Langmuir *Phys. Rev.* 28727(1926).
- ³¹ G.E. Allen, *Physica Scripta* **45**,497(1992).
- ³² R. Smirnov, Y. Tomita, D. Tskhakaya and T. Takizuka *Gravitational effect on release Conditions of dust particle from Plasma-facing Wall*. *Plasma Phys* **46** No 7-9,617-622(2006)
- ³³ S. Krasheninnikov, Y. Tomita, R. Smirnov, R.and R. Janev, *Phys. Plasma* **11**,3141(2004).
- ³⁴ K. Narihara, K. Toi, Y. Hamada, K. Yamauchi, K. Adachi, I. Yamada, K.N. Sato, K. Kawahata, A. Nishizazawa, S. Ohdachi, K. Sato. T. Seki, T. Watari, J. Xu, A. Ejiri, S. Hirokura, K. Ida, Y. Kawasumi, M. Kojima *Obsevation of dust particles by a laser scattering method in the JIPPT-IIU Tokamak* *NUCLEAR FUSION*, Vol. 37, No. 8 (1997).
- ³⁵ E. Giovannozzi et al. 2006 33RD EPS conf. On control. Fusion and plasma phys. Rome.
- ³⁶ H.C. Van de Hulst, *Light scattering by small particles* (WILEY, New York, 1957).

- ³⁷ W.J. Wiscombe, Appl. Opt 19,9,1505 (1980).
- ³⁸ A.C. Selden, Culham report CLMR-220,1982; Phys.Lett. 79A405 (1980).
- ³⁹ M.A. Ordal et al., Appl. Opt. 24, 24,4493 (1985).
- ⁴⁰ R. Smirnov, Physics of Plasma 14, 112507 (2007).
- ⁴¹ E. Giovannozzi, C. Castaldo, G. Maddaluno *Evidence of dust in FTU from Thomson Scattering diagnostic measurements* 33rd EPS Conference on Plasma Phys. Rome, 19 - 23 June 2006 ECA Vol.30I, P-2.093 (2006).
- ⁴² F.Orsitto et al., Appl.Opt.34, 15,2712(1985).
- ⁴³ M. Rytgard, *Estimation in the pareto distribution*, Astin Bull. 20,2 201(1990).
- ⁴⁴ W.P. West plasma Phys. Control. Fusion 481661-1672 (2006).
- ⁴⁵ E. Giovannozzi¹, C. Castaldo¹, G. Maddaluno¹, S. Ratynskaia², A. Rydzy¹.*Dust measurement with Thomson Scattering in FTU* -POSTER : VARENNA 24-28/09/2007.
- ⁴⁶ K.Narihara et al nucl. Fus. 37,8(1997) 1177.
- ⁴⁷ R.D. Smirnov et al. Physics of Plasma 14, 112507 (2007).
- ⁴⁸ E. Giovannozzia, C. Castaldoa, G. Apruzzesea, G. Maddaluno , S. Ratynskaia, A. Rydzy *Dust in FTU with the Thomson Scattering diagnostic* , 5th International Conference on the Physics of Dusty Plasmas- AZORES may 18-23 2008.
- ⁴⁹ F.M. Poli, B.Esposito, G. Maddaluno,J.R. Martin-Solis *Disruption generated runaways in the FTU high field tokamak* Poster 43 Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, 29/10-2/11 2001, USA California.

Bibliografia annessa:

- Esiste moltissima letteratura sull' argomento: per una trattazione generale e didattica è meglio fare riferimento direttamente al sito di JET, FTU, ITER, www.jet.uk , www.frascati.enea.it , www.iter.org.
- Ingegneria dei reattori nucleari a fusione: Marco Caira, Maurizio Cumo, ENEA