

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>1 L'esperimento E835</b>	<b>5</b>
1.0 Introduzione. . . . .	5
1.1 Lo studio del charmonio . . . . .	5
1.2 Lo spettro energetico del charmonio . . . . .	7
1.3 La formazione degli stati del charmonio. . . . .	7
1.4 I risultati dell'esperimento E760 . . . . .	10
1.5 Il metodo sperimentale di E760. . . . .	13
1.6 Gli obiettivi di E835 . . . . .	16
1.7 Le modifiche all'apparato di E760. . . . .	19
<b>2 Le misure sulla Jet Target</b>	<b>25</b>
2.0 Introduzione. . . . .	25
2.1 La misura di densita' . . . . .	26
2.2 La misura della sezione del jet . . . . .	26
2.3 La misura del flusso $\Phi_{jet}$ . . . . .	29
2.4 La misura della velocita' dei cluster . . . . .	31
2.5 La densita' del fascio e il gas di fondo. . . . .	38
2.6 La Jet Target Efficiency . . . . .	38
2.7 Il miglior cammino sul piano (P,T) . . . . .	43
2.8 La <i>Cluster Fraction</i> . . . . .	52
2.9 Il sistema di allineamento del fascio . . . . .	55
<b>3 La divisione in apparati</b>	<b>59</b>
3.0 Introduzione. . . . .	59
3.1 L'apparato di produzione. . . . .	59
3.2 La scelta del criogeneratore. . . . .	61
3.3 La linea di idrogeno. . . . .	62
3.4 I sistemi di controllo automatici . . . . .	64
3.5 Lo stadio di recupero: il sistema di pompaggio. . . . .	69
<b>Appendice</b>	<b>77</b>
A.0 Le pompe da vuoto impiegate per la Jet Target. . . . .	77
A.1 Le pompe rotative . . . . .	77
A.1.1 Le <i>Rotary vane pumps</i> . . . . .	77
A.1.2 Le <i>Roots blowers</i> . . . . .	79

A.2 Le pompe turbomolecolari.....	82
<b>Bibliografia</b>	<b>87</b>
<b>Ringraziamenti</b>	<b>89</b>

# Introduzione

Le prime evidenze di una nuova risonanza, denotata come  $J/\psi$  e interpretata poi come stato legato del charmonio, si sono avute nel 1974 in due diversi laboratori: a Brookhaven (BNL) e a Stanford (SLAC) [1]. Da allora, l'interesse dei fisici delle alte energie per questo settore e' continuato a crescere, dal momento che, a causa dell'elevata massa del quark charm, il charmonio e' un sistema a due corpi governato dall'interazione forte, per cui e' possibile una trattazione in approssimazione non relativistica.

L'esperimento E760 al Fermilab, avendo preso dati tra il 1990 e il 1992, ha dato un contributo fondamentale nello studio dello spettro, producendo direttamente gli stati del charmonio mediante annichilazioni protone-antiprotone. L'interazione avveniva tra un fascio di antiprotoni, circolanti nell'*Antiproton Accumulator* con una corrente di circa 40 mA, e un fascio di idrogeno molecolare di alta densita' ( $6 \cdot 10^{13}$  atomi/cc), considerabile praticamente fisso. Tali densita' erano raggiungibili poiche' la Jet Target dell'esperimento, utilizzando un iniettore (nozzle) a trombetta, forniva un bersaglio di idrogeno clusterizzato.

L'esperimento E835, che incomincera' a raccogliere dati dal Giugno '96, continuera' il lavoro di E760, indagando, anche, settori della fisica del charmonio ancora poco conosciuti, come, ad esempio, il problema dell'esistenza della  $\eta_c$ . E' stato organizzato, pertanto, un programma di modifiche sia ai rivelatori di E760, sia all'*Antiproton Accumulator*, su cui si sta lavorando per migliorare di un fattore 10 l'efficienza del sistema di raffreddamento stocastico, al fine di raggiungere correnti di antiprotoni dell'ordine dei 100mA. Per portare a termine il programma di misure, e' necessaria una luminositita' integrata di  $213 \text{ pb}^{-1}$ , ottenibile migliorando di un fattore 5 la luminositita' istantanea massima raggiunta per E760. Poiche', la luminositita' istantanea e' proporzionale al prodotto della corrente di antiprotoni per la densita' del bersaglio, supponendo di lavorare con correnti di 100 mA (fattore circa 2.5), e' necessaria una densita' piu' grande di un fattore 2.

A questo scopo, si e' sostituito l'apparato di raffreddamento ad azoto liquido della Jet Target, con un criogeneratore ad elio. Lavorando a temperature inferiori di un fattore 4 rispetto ai 77K di E760, si diminuisce la velocita' del fascio di cluster di un fattore circa 2, aumentando, allo stesso tempo, la percentuale dei cluster formati nel nozzle. Per controllare che questi cambiamenti diano effettivamente il fattore 2 in densita' voluto, sono state eseguite, in laboratorio, misure direttamente sul fascio. A tali misure il candidato ha contribuito personalmente e i risultati dell'analisi sono esposti nel capitolo 2 di questa tesi. In sintesi, si e' potuto verificare che, cambiando le condizioni di temperatura del nozzle e di pressione della linea di idrogeno, e' possibile fornire densita'

che variano da  $10^{13}$  atomi/cc a  $3.6 \cdot 10^{14}$  atomi/cc, ottenendo un miglioramento di un fattore quasi 6 rispetto alla Jet Target di E760. Con questo *range* dinamico diventa, dunque, possibile controllare la luminosita' istantanea dell'esperimento, anche al variare della corrente di antiprotoni.

Non tutte le condizioni di pressione e temperatura del nozzle che forniscono un certo valore di densita', pero', sono equivalenti: cio' che cambia, infatti, e' la quantita' di idrogeno non clusterizzato che diffonde nell'*Antiproton Accumulator*. Questo flusso, causando l'annichilazione degli antiprotoni del fascio, e' una causa non trascurabile della diminuzione del tempo di vita medio del fascio. E' stato, dunque, progettato uno stadio di recupero per l'idrogeno che, con un sistema di pompaggio differenziale, minimizza tale flusso. La modificazione del sistema di recupero per E835 e' stata oggetto di studio da parte del candidato: i dettagli del progetto si trovano nel paragrafo § 3.5.

E', quindi, utile introdurre, come nuovo parametro, l'efficienza della macchina (JTE), definita come il rapporto tra il numero di eventi prodotti dal bersaglio, per unita' di tempo, e il numero di eventi in tutto l'anello, per unita' di tempo. Scegliendo la coppia di pressione della linea a monte del nozzle ( $P_0$ ) e temperatura del nozzle ( $T_0$ ) che, a parita' di densita', fornisca la massima JTE, e' possibile individuare un "cammino" sul piano ( $P_0, T_0$ ) di ottima efficienza, su cui la densita' vari in maniera crescente.

Per poter controllare la luminosita' istantanea, sono stati progettati dei sistemi di controllo automatici, per la pressione della linea (contibuto del candidato: paragrafo § 3.4) e la temperatura del nozzle, che consentano di muoversi con la precisione necessaria su questo cammino.

La tesi e' cosi' strutturata:

- Nel Capitolo 1 affronto le problematiche fondamentali dello studio del charmonio, facendo riferimento ai risultati dell'esperimento E760 e al programma di misure di E835. Da questa analisi emergono le caratteristiche del bersaglio necessarie all'esperimento e, di conseguenza, le specifiche della Jet Target.
- Nel Capitolo 2 descrivo le misure di densita' del fascio ed efficienza della macchina, tramite cui ho determinato il "cammino" sul piano {pressione della linea , temperatura del nozzle} di massima JTE.
- Nel Capitolo 3 affronto alcuni dei dettagli di progetto come la scelta del criogeneratore ad elio, il sistema di pompaggio dello stadio di recupero, i sistemi di controllo di pressione e temperatura.
- Nell' Appendice si trova la descrizione delle specifiche delle pompe da vuoto impiegate nel sistema di recupero.

# Capitolo 1

## L'esperimento E835

### § Paragrafo 1.0: Introduzione.

Lo stato legato di un quark charm con un anticharm (charmonio), a causa dell'elevata massa delle particelle componenti ( $m_c \sim 1.5 \text{ GeV}/c^2$ ), e' un sistema governato dall'interazione forte che ammette una trattazione non relativistica (paragrafo § 1.1). E' dunque possibile indagare la natura di tale interazione per confronto tra lo spettro previsto da modelli di potenziale approssimati e lo spettro misurato (paragrafo § 1.2). Le tecniche piu' usate per la formazione degli stati del charmonio sono le annichilazioni elettrone-positrone o protone-antiprotone. Il vantaggio di questo secondo metodo, rispetto al primo, consiste nella possibilita' di produzione diretta di tutti gli stati. Cio' permette di misurare le masse e le larghezze delle risonanze con precisioni che dipendono esclusivamente dall'accuratezza con cui si conosce l'energia del fascio (paragrafo § 1.3). E' proprio utilizzando questa tecnica che l'esperimento E760, al Fermilab, ha dato un contributo fondamentale alla conoscenza dello spettro del charmonio (paragrafo § 1.4). L'esperimento ha registrato i prodotti di reazione delle annichilazioni tra un fascio di antiprotoni (correnti di  $40 \text{ mA}$ ) e un bersaglio di idrogeno clusterizzato, considerabile praticamente fermo (densita' massima di  $6 \cdot 10^{13} \text{ atomi}/\text{cm}^3$ ), interagenti in un volume di circa  $0.1 \text{ cm}^3$  (paragrafo § 1.5). Per approfondire le problematiche lasciate irrisolte da E760, si e' proposto di continuare la presa dati con un nuovo esperimento, E835, per cui e' necessaria una luminosita' integrata piu' grande almeno di un fattore 5, rispetto a quella impiegata per E760 (paragrafo § 1.6). Le modifiche da apportare all'apparato prevedono, tra le altre cose, di sostituire i rivelatori, di portare le correnti di antiprotoni circolanti a valori intorno ai  $100 \text{ mA}$ , di raggiungere densita' del bersaglio superiori a  $10^{14} \text{ atomi}/\text{cc}$  (paragrafo § 1.7).

### § Paragrafo 1.1: Lo studio del charmonio.

Lo studio degli stati legati di due quark e' una delle possibili vie per testare le previsioni dei modelli teorici della cromodinamica quantistica (QCD) [2]. Questa teoria studia le interazioni forti basandosi sull'assunzione che i quark, i costituenti fondamentali della materia, abbiano un grado di liberta' interno chiamato colore. Questa proprieta' intrinseca permette la descrizione della interazione forte tra quark tramite lo scambio di particelle: i gluoni. Questi vettori risultano essere privi di massa e di carica elettrica, ma sono dotati di carica di colore. E' pertanto teoricamente ammessa l'interazione tra gluoni, proprieta' che complica pesantemente il formalismo, rendendo i conti molto difficili e, in alcuni casi, praticamente impossibili.

Esiste una analogia tra questa teoria e l'elettrodinamica quantistica (QED). Due particelle, infatti, possono interagire elettromagneticamente se posseggono carica elettrica. Questa proprieta' permette di descrivere la loro interazione tramite lo scambio di particelle: i fotoni. A differenza dei gluoni, pero', dotati di carica di colore, il fotone non solo non possiede massa, ma e' anche elettricamente scarico. Questa sostanziale diversita' non permette un parallelismo formale completo tra le due teorie, che rimangono, comunque, concettualmente avvicinabili. Cio' risulta ancor piu' esplicito tramite le corrispondenze

QED	QCD
elettrone	quark
carica	colore
fotone	gluone
positronio (stato legato $e^+e^-$ )	mesone (stato legato $q_1\bar{q}_2$ )

Alcuni modelli prevedono che a piccole distanze (molto al di sotto di 1 fm) sia possibile approssimare l'interazione tra due quark mediante un potenziale di tipo coulombiano, che assume la forma

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} \quad (1.1.1)$$

dove  $\alpha_s$  e' un parametro tipico dell'interazione forte il cui ruolo e' analogo alla costante di struttura fine per l'elettromagnetismo.

Nel limite opposto, cioe' per distanze piu' grandi o dell'ordine del fm, e' prevista una crescita dell'accoppiamento tra i due quark. Questo fenomeno, alla base della non perturbabilita' della teoria, e' descrivibile in maniera approssimata con un potenziale della forma

$$V(r) = kr \quad (1.1.2)$$

dove  $k$  e' una costante che vale  $0.7 \div 0.9 \text{ GeV/fm}$ . Questa proprieta' di confinamento e' supportata dal fatto che in natura non sono mai stati osservati quark isolati.

Nasce l'esigenza di trovare una conferma sperimentale agli andamenti di questi o di altri potenziali ispirati piu' o meno direttamente alla QCD. La maniera piu' semplice per far cio' e' studiare le conseguenze teoriche delle approssimazioni non relativistiche nei vari modelli. Di qui la scelta di utilizzare come strumento sperimentale di indagine la spettroscopia degli stati legati di quark pesanti.

I possibili candidati risultano essere i quark bottom e charm. La loro massa, infatti, e' sufficientemente grande da permettere una trattazione non relativistica dei loro potenziali di interazione, cosa che non accade considerando i quark leggeri up e down. Nonostante la massa del bottom, pero', sia maggiore di quella del charm (il che renderebbe migliore l'approssimazione non relativistica) le sezioni d'urto per la formazione del bottomonio (stato legato bottom-antibottom) sono molto minori di quelle per il charmonio (stato legato charm-anticharm).

## § Paragrafo 1.2: Lo spettro energetico del charmonio.

Lo spettro teorico di un qualunque stato legato dipende dalla scelta del potenziale di interazione. Dal momento che, per il charmonio, la trattazione non relativistica e' un'ottima approssimazione, avendo scelto un opportuno potenziale  $V(r)$ , i livelli energetici  $E_n$  possono essere determinati risolvendo l'equazione di Schrödinger

$$\left( \frac{\nabla^2}{m_c} + (V(r) - E_n) \right) \psi(\vec{r}) = 0 \quad (1.2.1)$$

dove  $m_c \sim 1.5 \text{ GeV}$  e' la massa del charmonio.

I numeri quantici che caratterizzano uno stato del charmonio sono lo spin totale  $\vec{S} = \vec{s}_c + \vec{s}_{\bar{c}}$ , il momento angolare orbitale  $\vec{L}$  e il momento angolare totale  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ . Poiche' i quark sono fermioni, lo spin totale puo' assumere i valori 0 e 1. Si possono, pertanto, distinguere lo stato di singoletto

$$S = 0; \quad J = L$$

e gli stati di tripletto

$$S = 1; \quad \begin{cases} J = L - 1, L, L + 1 & L \neq 0 \\ J = 1 & L = 0 \end{cases}$$

Poiche' il charmonio e' uno stato legato di due fermioni, la parita' dei suoi stati puo' essere scritta  $P = (-1)^{(L+1)}$  e la coniugazione di carica  $C = (-1)^{(L+S)}$  [1].

Generalmente gli stati vengono indicati con la notazione spettroscopica  $n \ 2^{S+1}L_J$  (si veda tabella 1.2.1), dove  $n$  e' il numero quantico radiale (uguale al numero dei nodi della funzione d'onda radiale piu' uno).

In figura 1.2.1 e' riportato lo spettro del charmonio.

## § Paragrafo 1.3: La formazione degli stati del charmonio.

Fino ad oggi, i metodi piu' usati per formare gli stati del charmonio sono l'annichilazione  $e^+e^-$  o quella  $p\bar{p}$  [3]. Entrambi i metodi offrono vantaggi e svantaggi.

In passato, la tecnica maggiormente usata e' stata l'annichilazione  $e^+e^-$ , i cui vantaggi consistono:

**1a)** nella produzione dei *beam*: relativa facilita' di collimazione dei fasci elettronici e positronici;

**2a)** in sede di analisi: gli stati finali risonanti (quei prodotti della reazione dovuti al decadimento di uno stato del charmonio) risultano essere la maggior parte degli eventi adronici prodotti.

La dinamica di formazione degli stati  $c\bar{c}$ , con questa tecnica, presenta, comunque, alcuni svantaggi:

**1b)** Formazione diretta dei soli stati con numeri quantici  $J^{PC} = 1^{--}$ : al primo ordine perturbativo, un elettrone e un positrone si annichilano in un fotone, il quale, se di

	<b>S = 0</b>	<b>S = 1</b>
<b>L = 0</b>	$^1S_0(0^{-+})$	$^3S_1(1^{--})$
<b>L = 1</b>	$^1P_1(1^{+-})$	$^3P_{0,1,2}(0,1,2^{++})$
<b>L = 2</b>	$^1D_2(2^{-+})$	$^3D_{1,2,3}(1,2,3^{--})$

Tabella 1.2.1: i numeri quantici  $^{2S+1}L_J(J^{PC})$  di un sistema fermione-antifermione.

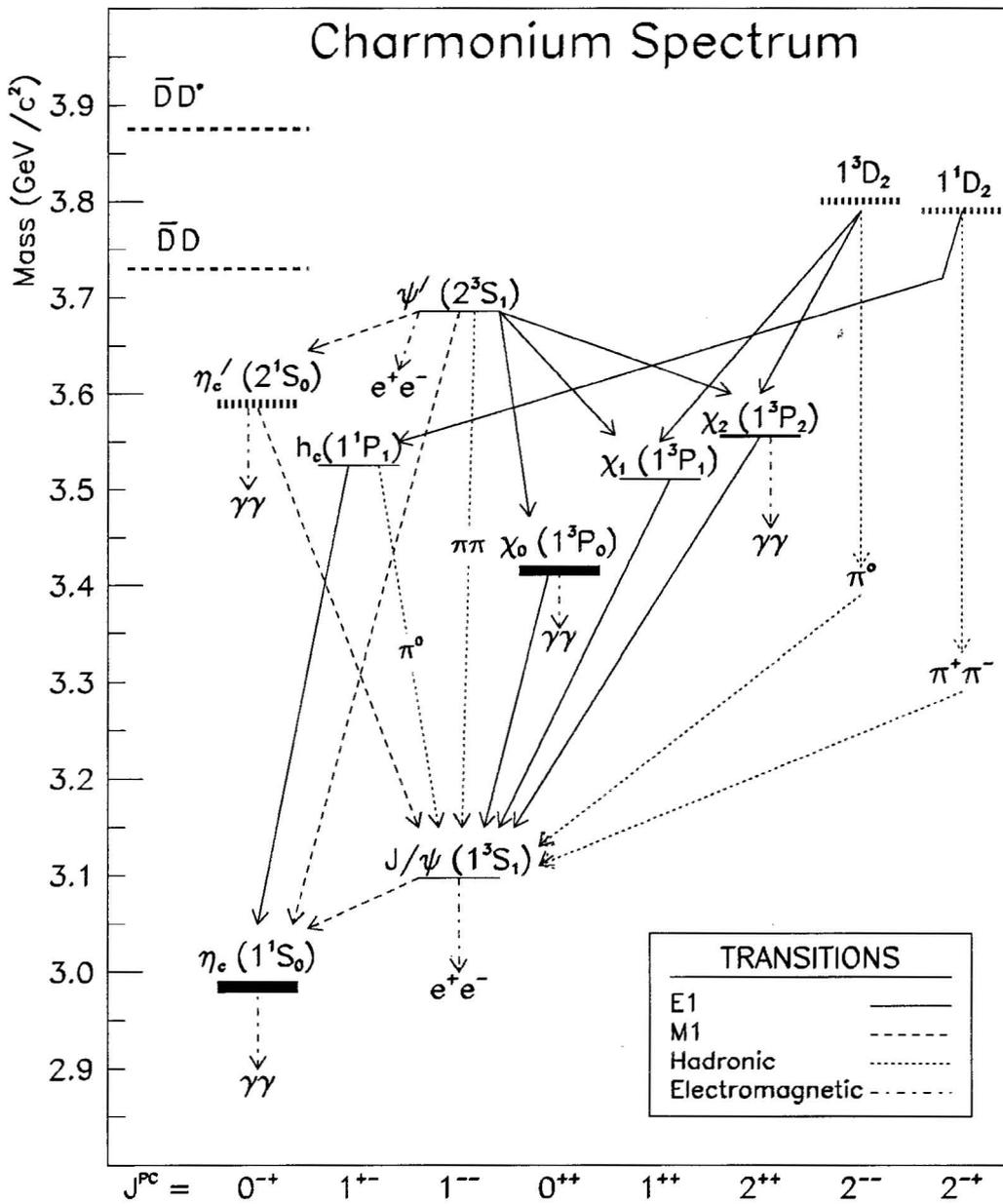


Fig.1.2.1: Lo spettro del charmonio e le principali dinamiche di decadimento.

energia giusta, decade in una coppia  $c\bar{c}$ . Rispetto a questi, i processi di ordini superiori risultano pesantemente soppressi<sup>1</sup>. Poiche' il momento angolare totale del sistema si conserva e l'interazione elettromagnetica non puo' variare parita' e coniugazione di carica, sara' possibile formare direttamente solo queglii stati del charmonio i cui numeri quantici siano quelli del fotone (stati  $^2S+1L_J=^3S_1$ ,  $J^{PC} = 1^{--}$ ).

**2b)** Precisione nella misura della massa degli stati con  $J^{PC} \neq 1^{--}$ : per produrre i livelli con  $J^{PC} \neq 1^{--}$ , bisognera' ricorrere a processi a catena del tipo

$$e^+e^- \rightarrow \psi' \rightarrow \chi_J \gamma \rightarrow J/\psi \gamma \gamma \quad (1.3.1)$$

in cui gli stati del charmonio, con numeri quantici diversi da quelli del fotone, vengono prodotti secondo dinamiche di decadimento che sono in parte riportate in figura 1.2.1. In questi casi, la precisione con cui si misurano le masse, dipende fortemente dalla risoluzione con cui il rivelatore misura l'energia dei fotoni.

**3b)** Impossibilita' pratica nello studio di alcune risonanze: proprio a causa delle restrizioni nelle dinamiche di decadimento dei processi a catena, la produzione di alcuni stati diventa un fenomeno cosi' raro da non permetterne, di fatto, uno studio esaustivo. E' questo, ad esempio, il caso della  $h_c$  (stato  $^1P_1$ ) per cui e' previsto il processo di produzione

$$e^+e^- \rightarrow \psi' \rightarrow \eta_c' \gamma \rightarrow h_c \gamma \gamma \quad (1.3.2)$$

che risulta essere davvero poco probabile.

**4b)** Impossibilita' di determinare in maniera precisa la larghezza di alcuni livelli (e quindi, per il principio di indeterminazione, il tempo di vita medio degli stessi): cio' dipende dalla difficolta' nel ridurre la dispersione in impulso dei fasci di elettroni e positroni oltre che dalla risoluzione dei rivelatori (punto 2b).

Mediante la produzione di  $c\bar{c}$  per annichilazione  $p\bar{p}$ , vengono superati alcuni di questi problemi:

**1c)** Grazie agli sviluppi della tecnica di raffreddamento stocastico dei fasci di antiprotoni, e' possibile ottenere una dispersione del momento molto bassa ( $dp/p \sim 0.01\%$ ) rispetto a quella di fasci di elettroni e positroni (la cui massa e' circa 2000 volte piu' piccola di quella degli antiprotoni) (punto 4b). Inoltre, il bersaglio puo' essere costituito da idrogeno praticamente fermo, che non presenti, pertanto, dispersione in impulso. La larghezza in energia del fascio risultera' essere dell'ordine dei 500 keV, il che permette, con tecniche deconvolutive, di stimare larghezze degli stati anche di circa 100 keV [4] (lo stato piu' stretto e' la  $J/\psi$ , per cui  $\Gamma_{J/\psi} = 85 \pm 5$  keV).

<sup>1</sup>I processi del secondo ordine hanno una probabilita' 137 volte piu' bassa (il rapporto tra un ordine dell'espansione perturbativa e il successivo e' circa l'inverso della costante di struttura fine) e sono, pertanto, coperti dal fondo non risonante (tutti gli eventi prodotti in una annichilazione che non ha generato charmonio). Lo stesso dicasi, a maggior ragione, per i processi di ordini perturbativi ancora superiori.

**2c)** La natura composita del protone e dell'antiprotone permette, con l'annichilazione, la formazione diretta di tutti gli stati del charmonio, vantaggio di grande rilievo rispetto agli esperimenti di annichilazione  $e^+e^-$  (punto 1b).

Gli svantaggi di questa tecnica sono da ricercare:

**1d)** nella complessita' della struttura interna di protone e antiprotone, che, se da un lato comporta il vantaggio 2c, risulta tuttavia essere la responsabile di una alta percentuale di fondo adronico, che rende piu' difficile la rilevazione delle risonanze. Cio' risulta evidente considerando che alle energie di formazione del charmonio (intorno ai 3 GeV)  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \text{adroni}) \approx 70\text{mb}$  ( $1\text{b} = 1\text{ barn} = 10^{-28}\text{ m}^2$ ), mentre, ad esempio,  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow J/\psi) \approx 1\mu\text{b}$  e  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \chi_c) \approx 0.1\mu\text{b}$ . Per questa ragione, saranno studiati in prevalenza i canali di decadimento elettromagnetico.

**2d)** I rapporti di decadimento (*Branching Ratio*) negli stati del charmonio mettono in luce la minore efficienza di produzione da parte delle annichilazioni  $p\bar{p}$ , rispetto alle  $e^+e^-$ . In tabella 1.3.1 sono riportati alcuni esempi.

Stato	$J^{PC}$	$BR(p\bar{p})$	$BR(e^+e^-)$	$\frac{BR(p\bar{p})}{BR(e^+e^-)}$
$J/\psi$	$1^{--}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$6.9 \cdot 10^{-2}$	0.03
$\psi'$	$1^{--}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.01
$\chi_1$	$1^{++}$	$0.5 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	0.03
$\chi_2$	$2^{++}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	0.07

Tabella 1.3.1: Rapporti di decadimento per alcuni stati del charmonio. Le annichilazioni  $e^+e^-$  risultano essere piu' efficienti.

### § Paragrafo 1.4: I risultati dell'esperimento E760.

Il ruolo dell'esperimento E760 rimane di fondamentale importanza nello studio degli stati del charmonio. L'esperimento e' stato realizzato al Fermi National Accelerator Laboratory dal 1990 al 1992. Ritengo interessante citare i principali risultati dell'analisi: tramite questi, si sono potute compiere alcune verifiche dei modelli teorici e organizzare in maniera consapevole il programma di misure per E835 (si veda paragrafo § 1.6).

- $J/\psi$  e  $\psi'$  : prendendo come riferimento il valore della massa della  $\psi'$ , sono state determinate **la massa e la larghezza della  $J/\psi$**  e **la larghezza della  $\psi'$**  (si veda tabella 1.4.1 [5]).

	Massa ( $\text{MeV}/c^2$ )	Larghezza ( $\text{MeV}/c^2$ )
$J/\psi$	$3096.87 \pm 0.03 \pm 0.03$	$0.099 \pm 0.012 \pm 0.006$
$\psi'$	3686.0 (input)	$0.306 \pm 0.036 \pm 0.016$

Tabella 1.4.1: La massa e la larghezza della  $J/\psi$  e della  $\psi'$ . Gli errori sono, rispettivamente, statistici e sistematici.

Le reazioni che sono state utilizzate sono

$$pp \rightarrow J \psi \rightarrow e^+e^- \quad (1.4.1)$$

$$pp \rightarrow \psi' \rightarrow e^+e^- \quad (1.4.2)$$

$$pp \rightarrow \psi' \rightarrow J \psi + X \rightarrow e^+e^- + X \quad (1.4.3)$$

dove con  $X$  si sono indicate genericamente altre particelle prodotte.

I rapporti di decadimento  $BR(J \psi \rightarrow pp)$  e  $BR(\psi' \rightarrow pp)$  sono stati determinati misurando i rapporti di decadimento totale  $BR(pp \rightarrow e^+e^-)$  secondo le reazioni (1.4.1) ÷ (1.4.3), conoscendo  $BR(J \psi \rightarrow e^+e^-)$ ,  $BR(\psi' \rightarrow e^+e^-)$  e  $BR(\psi' \rightarrow J \psi + X)$  [6]. Gli errori riportati sono, rispettivamente, statistici, sistematici e dovuti all'incertezza nella conoscenza dei *Branching Ratio* di riferimento:

$$BR(J \psi \rightarrow pp) = (18.2_{-1.9}^{+2.6} \pm 1.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-4},$$

$$BR(\psi' \rightarrow pp) = (2.61_{-0.27}^{+0.31} \pm 0.17 \pm 0.17) \cdot 10^{-4}.$$

•  $\chi_1$  e  $\chi_2$  : sono stati determinati **massa, larghezza, e rapporti di decadimento**  $BR(\chi_{1,2} \rightarrow pp)$ , tramite la reazione

$$pp \rightarrow \chi_{1,2} \rightarrow J \psi + \gamma \rightarrow e^+e^- + \gamma. \quad (1.4.4)$$

Sono riportati in tabella 1.4.2 i valori ottenuti [7] e in figura 1.4.1 gli andamenti delle due risonanze [8].

	Massa ( $MeV/c^2$ )	Larghezza ( $MeV/c^2$ )	$BR(\chi_{1,2} \rightarrow pp)$
$\chi_1$	$3510.93 \pm 0.04 \pm 0.12$	$0.88 \pm 0.11 \pm 0.08$	$(0.78 \pm 0.10 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$
$\chi_2$	$3556.15 \pm 0.07 \pm 0.12$	$1.98 \pm 0.17 \pm 0.07$	$(0.91 \pm 0.08 \pm 0.14) \cdot 10^{-4}$

Tabella 1.4.2: La massa e la larghezza della  $\chi_1$  e della  $\chi_2$  ; i rapporti di decadimento nella coppia protone-antiprotone. Gli errori sono, rispettivamente, statistici e sistematici.

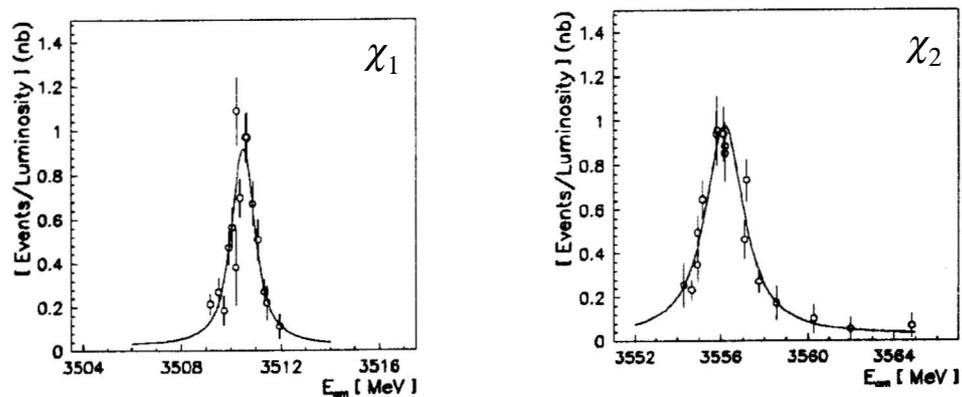


Fig.1.4.1:Le sezioni d'urto per i processi di formazione delle risonanze  $\chi_1$  e  $\chi_2$  tramite annichilazione protone-antiprotone, in funzione dell'energia nel centro di massa.

E' stato studiato anche il **rapporto di decadimento della  $\chi_2$  in una coppia di fotoni**, tramite la reazione

$$pp \rightarrow \chi_{1,2} \rightarrow \gamma\gamma. \quad (1.4.5)$$

Il valore della larghezza parziale ottenuto e'  $\Gamma(\chi_2 \rightarrow \gamma\gamma) = 321 \pm 78 \pm 54 \text{ eV}$ , che rappresenta la misura piu' precisa per questa grandezza [9].

E' stata indagata, inoltre, **la distribuzione angolare nel decadimento radiativo della  $\chi_2$** . Avendo raccolto circa 3000 eventi tramite il processo 1.4.4, si e' migliorata notevolmente (in alcuni casi di un fattore 5) la precisione su misure analoghe di altri esperimenti.

•  **$h_c$**  : e' stata determinata, per la prima volta in assoluto, la **massa** di questo stato, facendo uno *scan* in energia tra i 3522 e i 3530 *MeV*. La teoria, infatti, prevede che la  $h_c$  (stato  $^1P_1$ ) debba avere massa differente di qualche *MeV* rispetto al centro di gravita' (c.o.g.) degli stati  $^3P$ , dove

$$m_{cog} = \frac{\sum_J (2J+1)m_{\chi_{cJ}}}{\sum_J (2J+1)} = \frac{5m_{\chi_{c2}} + 3m_{\chi_{c1}} + m_{\chi_{c0}}}{9} = (3525.27 \pm 0.12)\text{MeV}. \quad (1.4.6)$$

I processi tramite i quali si e' cercata la risonanza sono

$$h_c \rightarrow \eta_c + \gamma \rightarrow \gamma\gamma + \gamma \quad (1.4.7)$$

$$h_c \rightarrow J \psi + \pi^0 \rightarrow e^+e^- + \pi^0 \quad (1.4.8)$$

$$h_c \rightarrow J \psi + \pi\pi \rightarrow e^+e^- + \pi\pi^0 \quad (1.4.9)$$

In figura 1.4.2 e' mostrata la risonanza del processo 1.4.8. Come si puo' vedere il picco differisce di meno di 1 *MeV* dal centro di gravita' calcolato per gli stati  $\chi_{cJ}$ . Il valore di massa ottenuto e'  $3526.2 \pm 0.15 \pm 0.20$ , dove gli errori sono, nell'ordine, statistici e sistematici.

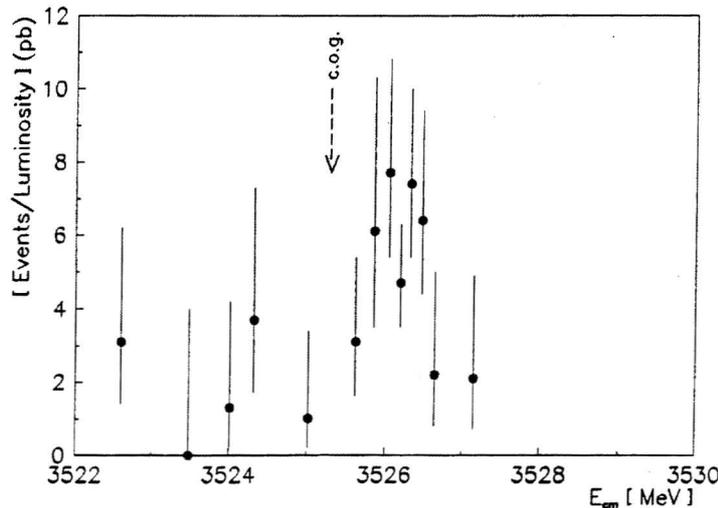


Fig.1.4.2: Sezione d'urto della  $h_c$  tramite il processo 1.4.8. In ascissa e' riportata l'energia nel centro di massa.

Per quanto riguarda la larghezza della risonanza, la bassa statistica ha consentito di determinare solamente un limite superiore:  $\Gamma_R \leq 1.1 \text{ MeV}$  al 90% del livello di confidenza [10].

- $\eta_c$ : a causa dello scarso numero di eventi raccolti, si e' determinata la massa dello stato ( $1^1S_0$ ) con una grossa incertezza:  $m_{\eta_c} = 2987.5^{+3.0}_{-2.8} MeV/c^2$ . Anche la larghezza totale e i rapporti di decadimento sono stati misurati con un grosso errore.

Lo studio e' stato condotto tramite la reazione

$$p\bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma. \quad (1.4.10)$$

- $\eta'_c$ : con i dati a disposizione, non e' stato possibile rivelare questo stato ( $2^1S_0$ ).

La ricerca e' stata effettuata tramite la reazione

$$p\bar{p} \rightarrow \eta'_c \rightarrow \gamma\gamma. \quad (1.4.11)$$

Le maggiori difficolta' sono sorte in fase di analisi a causa dell'elevato fondo non risonante. Infatti, la regione energetica esplorata ( $3593 \div 3621 MeV$ ) e' dominata dalla produzione massiccia di adroni  $\pi^0$  e  $\eta_c$ , che decadono prevalentemente in una coppia di fotoni con una probabilita' molto grande rispetto al rapporto di decadimento  $BR(\eta'_c \rightarrow \gamma\gamma)$ . Il basso numero di eventi, pertanto, non ha reso possibile la distinzione della risonanza dal fondo.

### § Paragrafo 1.5: Il metodo sperimentale di E760.

L'esperimento E760 e' stato proposto nel 1985 per continuare lo studio del charmonio tramite annichilazioni protone-antiprotone (lo studio era incominciato con l'esperimento R704 al CERN a Ginevra) utilizzando l'Acceleratore di Antiprotoni (*Antiproton Accumulator*) del Fermilab. Questo Anello e' stato progettato per accumulare e raffreddare antiprotoni di momento  $8.85 GeV/c$ , da utilizzare nel Tevatron Collider. Per ottenere antiprotoni di momento compreso tra  $3.5$  e  $7.0 GeV/c$  da utilizzare nell'esperimento E760, l'Acceleratore e' stato adattato per operare fuori dalle condizioni di lavoro standard.

La procedura operativa e' la seguente: in una prima fase, l'Acceleratore immagazzina il numero voluto di antiprotoni con un momento di  $8.85 GeV/c$ . Questi, in una seconda fase, vengono decelerati all'energia desiderata, ad un ritmo di circa  $20 MeV/s$ . A questo punto, si esegue uno scan della risonanza cambiando l'energia del fascio a piccoli passi. Dal momento che il sistema di controllo dell'energia del fascio e' digitale, e' possibile eseguire passi di circa  $150 keV/c$  al minimo. Cio' corrisponde ad un controllo della stabilita' in energia del fascio di una parte su  $10^5$ .

L'Anello Accumulatore e' dotato di un sistema di raffreddamento stocastico che compensa, in maniera continua, gli effetti della dispersione del fascio dovuta alla interazione degli antiprotoni con loro stessi, con il bersaglio o con il gas residuo diffuso. La conseguente dispersione in energia, la cui distribuzione e' gaussiana, ha una varianza di circa  $0.2 MeV$ , mantenuta costante dal raffreddamento stocastico. La dispersione in impulso e', pertanto, dell'ordine di  $\frac{\sigma_p}{p} \sim 2 \cdot 10^{-4}$ . Inoltre la sezione geometrica del fascio e' considerevole circolare, con un diametro poco inferiore ad  $1 cm$ .

In un esperimento a targhetta fissa come E760, l'energia  $E_c$  nel centro di massa del sistema protone-antiprotone dipende solamente dall'energia  $E_B$  del fascio. Il legame tra le due grandezze e' dato dalla relazione

$$E_c^2 = 2m_p^2 + 2m_p E_B, \quad (1.5.1)$$

ottenibile considerando il modulo quadro del quadrimpulso totale del sistema<sup>2</sup>.

L'energia  $E_B$  del fascio si determina conoscendo la frequenza  $f$  di rotazione degli antiprotoni e la lunghezza  $L_{orb}$  dell'orbita. La velocita' del fascio sara'

$$v_{\bar{p}} = L_{orb} \cdot f, \quad (1.5.2)$$

pertanto, tramite le formule relativistiche,

$$E_B = \frac{m_{\bar{p}}c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_{\bar{p}}c^2}{\sqrt{1-\left(\frac{v_{\bar{p}}}{c}\right)^2}}. \quad (1.5.3)$$

Poiche' la frequenza si conosce con elevata precisione (1 parte su  $10^7$ ), la maggior fonte di incertezza e' portata dalla misura della lunghezza dell'orbita. Per ottenere un valore abbastanza preciso di questa grandezza, e' necessario calibrare l'energia del fascio sulla massa della  $\psi'$ , nota con una incertezza di  $\pm 100 \text{ keV}$  da esperimenti di annichilazione  $e^+e^-$  [11], e risalire a  $L_{orb}$  tramite la 1.5.2 e la 1.5.3. Cio' porta ad un  $\Delta L_{orb} = \pm 0.67 \text{ mm}$  nella misura della lunghezza, che corrisponde ad un errore di  $\pm 33 \text{ keV}$  nella massa della  $J/\psi$  e di  $\pm 80 \text{ keV}$  nella massa della  $\chi_c$ .

Il bersaglio consiste in un fascio di idrogeno molecolare (da cui il nome della macchina che lo produce: "Jet Target"), passante perpendicolarmente al cammino degli antiprotoni. Un sistema di pompaggio recupera l'idrogeno, evitandone la diffusione nell'Anello Accumulatore. Il fascio e' composto principalmente da agglomerati di  $10^5 \div 10^6$  molecole di idrogeno, detti cluster, per la cui produzione e' necessario che il gas compia una espansione adiabatica, in regime di flusso costante. Queste condizioni sono producibili facendo terminare la linea di idrogeno in un "iniettore" (*nozzle*) dalla geometria opportuna. Per la Jet Target di E760 si e' installato un *nozzle* a trombetta da  $25 \mu\text{m}$  (si veda figura 1.5.1).

Lo "stadio di produzione" del bersaglio e' dotato di un sistema di raffreddamento ad azoto liquido, in grado di far avvenire l'espansione del gas ad una temperatura di 77K circa. Lavorando con pressioni della linea di idrogeno intorno ai 12 *bar*, e' possibile ottenere densita' massime di  $6 \cdot 10^{13} \text{ atomi/cc}$ .

<sup>2</sup>Sia  $m_p$  la massa del protone,  $E_B$  l'energia del fascio nel sistema del laboratorio,  $\underline{p}$  il momento degli antiprotoni tale che valga la relazione relativistica  $E_B^2 = m_p^2 + p^2$ . Nel sistema del laboratorio, il quadrimpulso degli antiprotoni del fascio e'  $P_{\bar{p}} = (E_B, \underline{p})$ , mentre il quadrimpulso del bersaglio fisso di protoni e'  $P_p = (m_p, 0)$ . Il modulo quadro del sistema protone-antiprotone, pertanto, si scrivera'

$|P_p + P_{\bar{p}}|^2 = m_p^2 + E_B^2 + 2m_p E_B - (E_B^2 - m_p^2) = 2m_p^2 + 2m_p E_B$ , che e' proprio l'energia nel centro di massa.

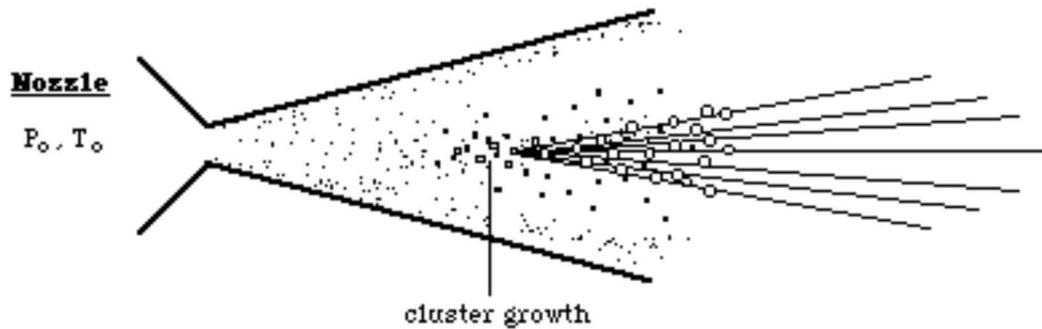


Fig. 1.5.1: Condensazione e formazione del fascio di cluster, dovute all'espansione adiabatica del gas all'interno del nozzle a trombetta.

Da questo dato risulta evidente la ragione dell'utilizzo di un bersaglio gassoso: tali valori di densità, infatti, permettono di non disperdere completamente il fascio di antiprotoni dopo l'interazione, cosa che accade, invece, utilizzando bersagli solidi, la cui densità è di ordini di grandezza maggiore. Inoltre, una densità di quest'ordine di grandezza consente di non "accecare" i rivelatori (in grado di rivelare flussi di particelle secondarie per  $10^6 \div 10^7$  eventi al secondo).

Al fine di dimostrare quest'ultima affermazione, conviene introdurre una grandezza, chiamata luminosità istantanea e indicata con la lettera  $L$ , il cui prodotto per la sezione d'urto totale  $\sigma$  del processo di annichilazione Protone-Antiprotone ( $\sigma \cong 70mb$ ) fornisce la derivata rispetto al tempo del numero di eventi  $n$ . In formula

$$\frac{dn}{dt} = L \cdot \sigma. \quad (1.5.4)$$

Il numero di eventi totali sarà allora proporzionale, tramite  $\sigma$ , alla luminosità integrata.

Considerando un bersaglio di densità  $\rho$ , di forma cilindrica con diametro  $d$ , posto perpendicolarmente ad un fascio di  $N_p$  antiprotoni che ruotano nell'anello con una frequenza  $f$ , la luminosità istantanea assume la forma:

$$L = \rho \cdot d \cdot f \cdot N_p. \quad (1.5.5)$$

Infatti, il prodotto  $\rho \cdot d$  è la densità di protoni per unità di superficie che gli antiprotoni "vedono" lungo il loro cammino e  $f$  è il numero di volte nell'unità di tempo in cui il fascio di  $N_p$  antiprotoni passa nella regione del bersaglio.

La scelta di  $d$  è dettata principalmente dalle dimensioni del fascio di antiprotoni. Il raffreddamento stocastico dell'*Antiproton Accumulator* è in grado di mantenere un diametro di  $\sim 5$  mm (al 95% del contenimento). Le dimensioni del bersaglio perpendicolare basta che siano di poco superiori a questo valore, in maniera tale da intercettare il maggior numero di antiprotoni possibile (si veda figura 1.5.2). Il diametro  $d$  della Jet Target di E760 è 7 mm (al 95% del contenimento).

Il numero di antiprotoni  $N_p$  dipende dalla capacità del raffreddamento stocastico di impacchettare il fascio. Il valore massimo raggiunto da E760 è  $3.5 \cdot 10^{11}$  antiprotoni.

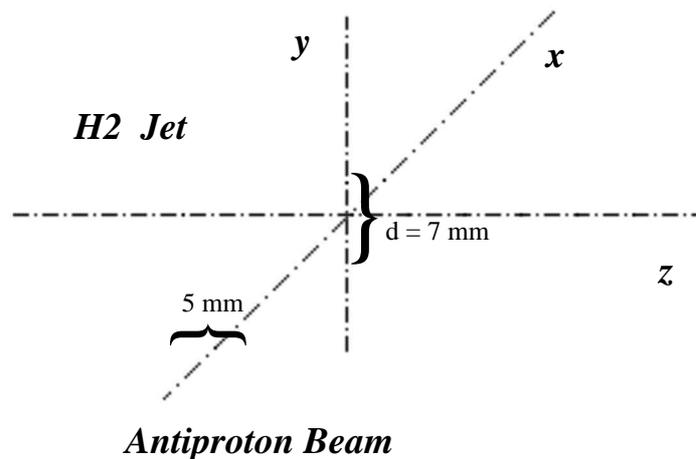


Fig. 1.5.2: La zona di interazione tra il fascio di antiprotoni e il bersaglio di idrogeno.

La frequenza di rotazione  $f$  e' legata all'energia del fascio tramite la 1.5.2 e la 1.5.3. La scelta del valore di tale parametro e' quindi dettata, secondo la 1.5.1, dall'energia nel centro di massa che si vuole ottenere. In ultima analisi, dipende dai propositi dell'esperimento e bisogna considerarla una variabile indipendente. Le tipiche frequenze di rotazione alle energie di interesse sono dell'ordine di  $3 \cdot 10^5 \text{ Hz}$ .

Con questi valori dei parametri, con una densita' del bersaglio di  $0.6 \cdot 10^{14} \text{ atomi/cc}$ , si raggiunge la massima luminosita' istantanea:  $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Tramite la 1.5.4, si ottiene il rate di produzione di  $7 \cdot 10^5$  eventi al secondo, inferiore al rate di acquisizione massimo dei rivelatori.

### § Paragrafo 1.6: Gli obiettivi di E835.

Nel 1990 e' stata avanzata la proposta di allungare il tempo di presa dati dell'esperimento E760, al fine di districare alcune delle problematiche irrisolte della fisica del charmonio. Alla luce dei brillanti risultati ottenuti dall'esperimento nel 1991, si e' pianificato un programma di ricerca, che estendesse le misure di E760. L'esperimento che raccoglierà questi nuovi dati, prende la sigla E835 [12].

La luminosita' integrata necessaria a portare a termine lo studio e' circa  $210 \text{ pb}^{-1}$  (si veda formula 1.5.4). Cio' significa aumentare almeno di un fattore **5** la luminosita' integrata di E760. Nel paragrafo § 1.7 descrivero' qual e' il programma delle modifiche agli apparati al fine di raggiungere la luminosita' necessaria. In tabella 1.6.1 (in fondo a questo paragrafo) si trova il riassunto dei valori di luminosita' per ogni punto del programma di misure, trattato di seguito con maggior dettaglio.

- $\eta_c$  : Lo studio di questo stato ( $1^1S_0$ ) consente un'importante verifica della QCD. Infatti, la teoria prevede un legame tra la costante di accoppiamento forte per il quark charm e il rapporto

$$\frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\eta_c \rightarrow \text{adroni leggeri})}, \quad (1.6.1)$$

dove le due ampiezze parziali  $\Gamma$  sono legate, tramite il principio di indeterminazione, al tempo di vita medio di una  $\eta_c$  che decade in due fotoni o in adroni leggeri.

L'esperimento E760 ha studiato questo stato con una luminosita' integrata di  $3.6 \text{ pb}^{-1}$ . Cio' non ha permesso una determinazione precisa dei parametri della risonanza (si veda paragrafo § 1.4 ). Il programma di misura per E835 prevede di studiare questo stato tramite il processo 1.4.10, dedicandovi a una luminosita' integrata totale di  $20 \text{ pb}^{-1}$ . Cio' consentirebbe una precisione del 25% sulla conoscenza della larghezza e del 15% sui rapporti di decadimento.

- $\eta_c$ : L'unica misura di massa per questo stato e' dovuta all'esperimento SPEAR, ma il valore ottenuto (circa  $3600 \text{ MeV}/c^2$ ) risulta essere in contrasto con la teoria. E' dunque importante determinare accuratamente i parametri della  $\eta_c$  al fine di verificare i dati pubblicati da SPEAR.

E760 ha incominciato la ricerca della risonanza, ma, dovendo interrompere lo *scan* per ragioni di tempo, ha raccolto dati solo per una luminosita' di  $6 \text{ pb}^{-1}$ . Il grafico di figura 1.6.1 mostra la sezione d'urto del processo di decadimento in due fotoni, misurata all'energia di prevista formazione: il picco visibile corrisponde alla formazione della  $\chi_2$ , unico segnale presente. Per ottenere una precisione del 20% nella larghezza totale e del 15% nei rapporti di decadimento, e' previsto l'impiego di  $75 \text{ pb}^{-1}$ . Si eseguirà, infatti, una scansione tra i  $3585$  e i  $3646 \text{ MeV}$ , a passi di  $2.5 \text{ MeV}$  (la larghezza della  $\eta_c$  e' prevista essere di qualche  $\text{MeV}$ ), raccogliendo, per ogni punto, dati per  $1.5 \text{ pb}^{-1}$ .

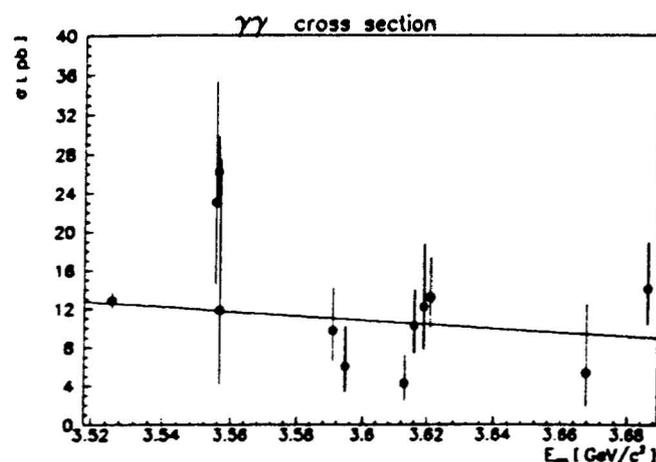


Fig. 1.6.1: La sezione d'urto per decadimento in due fotoni, all'energia di presunta formazione della  $\eta_c$ . L'unico picco evidente corrisponde alla formazione della  $\chi_2$ .

- $h_c$  : L'esperimento E760 ha determinato per la prima volta la massa di questo stato, utilizzando una luminosita' integrata totale di  $16 \text{ pb}^{-1}$ , non riuscendo a misurare, pero', gli altri parametri. Da alcune simulazioni, si e' raggiunta la convinzione che per ottenerne una misura precisa (ad esempio, un 30% sulla larghezza totale) e' necessaria

una luminosita' integrata di  $75 \text{ pb}^{-1}$ , con una dispersione in energia del fascio di circa  $300 \text{ keV}$ .

Verranno, inoltre, studiati i processi 1.4.7 e 1.4.9, di fatto trascurati da E760 rispetto al decadimento in  $J/\psi$  piu' pione neutro (processo 1.4.8), a causa della difficolta' di estrazione del segnale dal fondo di fotoni prodotti dal decadimento del  $\pi^0$ .

- $\chi_0$ : La QCD prevede un legame tra la larghezza totale di  $\chi_0$  e di  $\chi_2$ . Poiche' E760 ha ottenuto misure molto precise dei parametri sia di  $\chi_2$  sia di  $\chi_1$  (si veda paragrafo § 1.4), e' ora necessario approfondire le conoscenze dello stato  $\chi_0$ .

Lo studio verra' affrontato tramite il decadimento dello stato in  $\gamma\gamma$  e in  $J/\psi + \gamma$ . Per ottenere misure di larghezza totale con un'incertezza del 30%, e' necessaria una luminosita' di  $20 \text{ pb}^{-1}$ .

- $\chi_1$ : Verra' studiata anche la distribuzione angolare dei prodotti di decadimento radiattivo della  $\chi_1$ . A questo proposito, tramite la 1.4.4, E760 ha gia' raccolto 400 eventi di interesse riguardanti questo stato. Comunque, per raggiungere la stessa precisione ottenuta da altri esperimenti, e' necessario incrementare la statistica di un fattore 8.5, il che equivale, in termini di luminosita' integrata, a circa  $3.3 \text{ pb}^{-1}$ .

Il confronto tra questa distribuzione angolare e quella del decadimento della  $\chi_2$  (indagato da E760), rappresenta un interessante test di verifica per la teoria.

- $^1D_2$  e  $^3D_2$ : Questi stati fanno parte di un settore poco indagato della fisica dei quark pesanti. La principale difficolta' nell'indagare stati tanto energetici consiste nell'estrema larghezza della risonanza (brevissimo tempo di vita media). La loro massa, infatti, appartiene alla regione di energia al di sopra della cosi' detta soglia di charm aperto. In altre parole, in questa regione, le particelle hanno massa sufficientemente grande da consentire la formazione di mesoni charmati<sup>3</sup> (indicati generalmente con la lettera D) come stati finali del decadimento, canale di gran lunga piu' probabile di ogni altro. Rimane comunque possibile uno studio degli stati  $^1D_2$  e  $^3D_2$  perche', a causa di barriere centrifughe, e' soppresso il decadimento in sistemi di mesoni charmati il cui momento angolare orbitale sia 2. Ci si aspetta, pertanto, che le loro larghezze siano intorno al  $MeV$ . Le dinamiche possibili di decadimento sono previste nel dattaglio dalla teoria, che incontra qui un ulteriore banco di prova.

La strategia di scansione della risonanza e' molto simile a quella impiegata per  $h_c$  (stato  $^1P_1$ ): passi di  $1 \div 2 \text{ MeV}$  in una regione di circa  $30 \text{ MeV}$  intorno alle energie di interesse (le masse di  $^3D_2$  e  $^1D_2$  sono, rispettivamente, dell'ordine di  $3800$  e  $3790 \text{ MeV}$  [13]), impiegando una luminosita' integrata di  $1 \div 2 \text{ pb}^{-1}$  per punto, per un totale di  $50 \text{ pb}^{-1}$ .

---

<sup>3</sup>Stati legati di un quark o un antiquark charm con un antiquark o un quark up o down.

Durante la presa dati per  $\eta_c$  e per  $h_c$  verranno registrati anche i **decadimenti  $\Phi\Phi$** . Infatti, mediante lo studio del decadimento  $\eta_c \rightarrow \Phi\Phi$ , e' possibile ottenere informazioni sulla larghezza della  $\eta_c$ , o migliorare la precisione della misura della  $h_c$  tramite il processo  $h_c \rightarrow \eta_c + \gamma \rightarrow \Phi\Phi + \gamma$ .

Portato a termine il programma di misure fin qui descritto, nel caso in cui avanzi del tempo di *run*, si prevede di approfondire alcuni punti complementari, quali lo **scattering charmonio-nucleone**. Questa sarebbe un'esperienza senza precedenti, che potrebbe risultare molto utile nella comprensione dell'interazione forte. Infatti, misure di sezioni d'urto mesone-nucleone, fino ad ora, sono state eseguite solamente con pioni e kaoni.

La tabella 1.6.1 riassume i valori di luminosita' necessari per ciascun punto del programma di misure.

<i>Canale di decadimento</i>	<i>Luminosita'</i> <i>pb<sup>-1</sup></i>	<i>Err. su <math>\Gamma_{tot}</math></i> %	<i>Err. su <math>BR_{in} * BR_{out}</math></i> %
$h_c \rightarrow J/\psi + \pi^0$	75	30	30
$\eta_c' \rightarrow \gamma\gamma$	45	20	15
$\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$	20	25	15
$\chi_0 \rightarrow J/\psi + \gamma$	20	25	20
<i>Distribuz.ang. decadim. <math>\chi_1</math></i>	3.3	-	-
$^3D_2$ e $^1D_2$	50	-	-
<b>Totale</b>	<b>213.3</b>	-	-

Tab 1.6.1: La luminosita' necessaria per portare a termine l'esperimento E835.

### § Paragrafo 1.7: Le modifiche all'apparato di E760.

Per portare a termine il programma di misure previsto per E835, e' necessaria una luminosita' integrata almeno 5 volte piu' grande di quella di E760 (si veda paragrafo § 1.6). Per far questo, bisogna aumentare il valore della luminosita' istantanea (cioe' il numero di eventi prodotti nell'unita' di tempo), facendo crescere il numero  $N_{\bar{p}}$  degli antiprotoni circolanti e la densita'  $\rho$  del bersaglio (si veda formula 1.5.5).

A questo scopo, le modifiche all'*Antiproton Accumulator* prevedono un aumento dello *Stacking Rate* (numero di antiprotoni accumulati nell'Anello per unita' di tempo) e un miglioramento dell'efficienza del sistema di raffreddamento stocastico (si veda paragrafo § 1.5).

Lo *Stacking Rate* e' passato da  $2 \cdot 10^{10} \frac{\bar{p}}{h}$  a  $6 \cdot 10^{10} \frac{\bar{p}}{h}$ , migliorando di un fattore 3. Cio' permette di accumulare nello stesso tempo un numero circa 3 volte maggiore di antiprotoni.

L'incremento dell'efficienza del raffreddamento stocastico consente, invece, di avere un fascio piu' intenso di antiprotoni ( $N_{\bar{p}}$  piu' grande, pertanto maggior corrente circolante), con una dispersione in energia inferiore al *MeV*. Cio' e' necessario per avere una buona risoluzione nella larghezza delle risonanze. Si vuole passare da correnti di circa 40 mA di E760, a correnti intorno ai 100 mA (alle frequenze tipiche di  $3 \cdot 10^5$  Hz, corrisponde a  $2 \cdot 10^{12}$  antiprotoni). Guadagnare questo fattore  $2.5 \div 3$  nella corrente significa dover migliorare di un ordine di grandezza l'efficienza del sistema di raffreddamento. Cio' risulta evidente considerando le cause che concorrono alla dispersione del fascio: lo *scattering* degli antiprotoni con le molecole del gas diffuso nell'accumulatore e lo *scattering* degli antiprotoni con loro stessi (*intrabeam scattering*). Anche se si trascurasse il primo fenomeno rispetto al secondo (dominante per un fattore da 3 a 7 a seconda dell'energia), si dovrebbe concludere che il "riscaldamento" del fascio, essendo proporzionale alla corrente, sia aumentato di un fattore 3 e che il *rate* di raffreddamento del sistema, essendo circa inversamente proporzionale alla corrente, sia diminuito di un fattore 3. Questo, dunque, equivarrebbe alla necessita' di un fattore 9 (3 per l' *intrabeam scattering*, 3 per la diminuzione del *rate* di raffreddamento) nell'efficienza del sistema, senza neppure aver contato la dispersione dovuta allo *scattering* con il gas diffuso.

Avendo a disposizione correnti di circa 100 mA, per aumentare ulteriormente la luminosita' istantanea dell'esperimento, e' necessario modificare la Jet Target in maniera tale ottenere una densita' 3 volte piu' alta rispetto a quella di E760. Per ricavare questo fattore da considerazioni di carattere teorico, e' necessario, innanzi tutto, discutere la strategia di presa dati. La figura 1.7.1 schematizza i passi essenziali della maniera piu' semplice di procedere: mantenere la densita' del bersaglio costante. Il tratto 1 rappresenta un intervallo medio di circa 16 ore<sup>4</sup>, in cui si approntano gli strumenti a commutare dalla fase di presa dati (tratto 3) alla fase di ricarica dell'Accumulatore (tratto 2). Il bersaglio e' spento e la corrente di antiprotoni circolanti e' nulla. La ricarica avviene, come detto, ad un *rate* massimo di  $6 \cdot 10^{10} \frac{\bar{p}}{h}$ , ma nei calcoli che portano a stimare la luminosita' viene utilizzato il valore tipico di  $4.5 \cdot 10^{10} \frac{\bar{p}}{h}$ . Questa fase dura circa 27 ore: dopo aver raggiunto la corrente massima (circa 100mA), gli antiprotoni vengono decelerati alle energie di interesse (si veda paragrafo § 1.5). Il tratto 3 schematizza la fase di presa dati: il bersaglio viene acceso e mantenuto a densita'

<sup>4</sup> Questo tiene conto del fatto che, occasionalmente, sono necessari periodi di fermo macchinaper motivi contingenti.

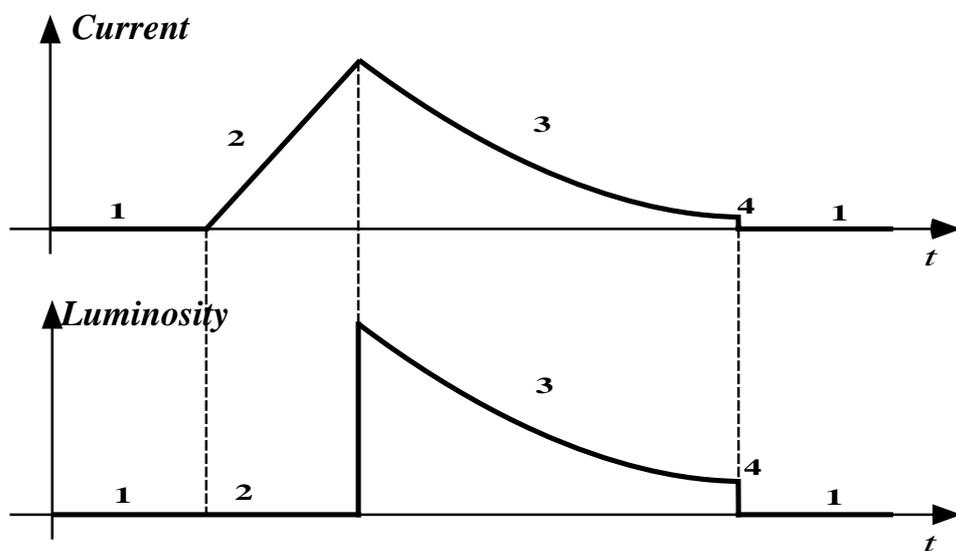


Fig.1.7.1: La corrente di antiprotoni e la luminosita' istantanea nelle diverse fasi della presa dati. La densita' del bersaglio e' mantenuta costante. Gli andamenti sono solo qualitativi.

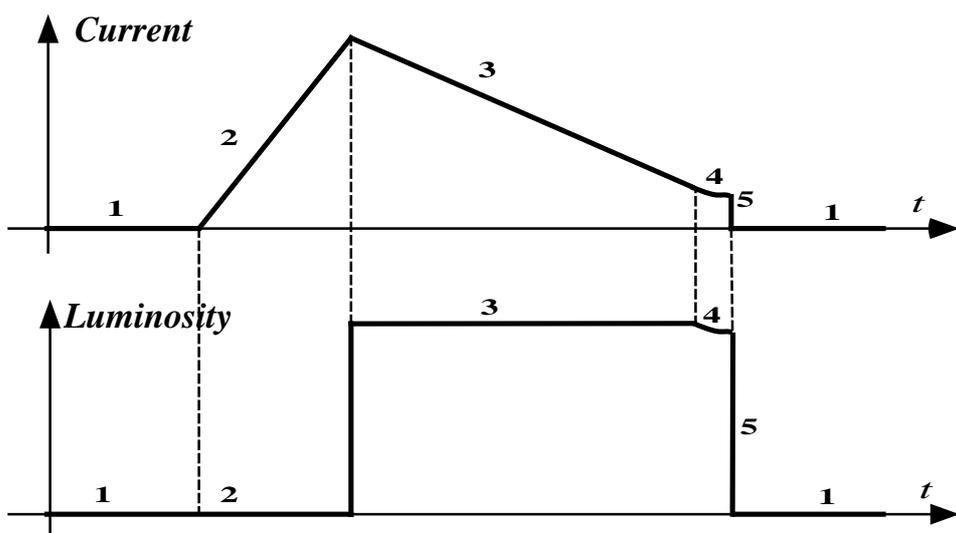


Fig.1.7.2: La corrente di antiprotoni e la luminosita' istantanea nelle diverse fasi della presa dati. La densita' del bersaglio varia al fine di mantenere il piu' possibile la luminosita' istantanea costante. Gli andamenti sono solo qualitativi.

costante. In questa condizione, la corrente di antiprotoni e la luminosita' istantanea decrescono, con buona approssimazione, come un esponenziale. Dopo un certo periodo di tempo (che dipende dall'energia a cui si lavora e dalla densita' del bersaglio), la luminosita' istantanea scende ad un valore tanto basso, da diventare conveniente distruggere il fascio (tratto 4) e ricominciare la sequenza. Il valore di luminosita' integrata in un ciclo e' rappresentata, per definizione, dall'area sottesa dalla curva di luminosita' istantanea.

In realta', avendo a disposizione un elevato *range* dinamico nella densita' del bersaglio (che nella Jet Target di E835 varia da  $0.1 \cdot 10^{14}$  a  $2.3 \cdot 10^{14}$  atomi/cc), esiste una maniera migliore di procedere (si veda figura 1.7.2). Si fa crescere il valore di densita' per mantenere costante il valore di luminosita' istantanea, in maniera tale da ottenere un *rate* di eventi il piu' possibile vicino al *rate* massimo di acquisizione dei rivelatori (tratto 3). Raggiunto il valore di densita' massima, la corrente e la luminosita' istantanea ricominciano a scedere esponenzialmente (tratto4), prima che diventi conveniente distruggere il fascio (tratto 5) e ricominciare il ciclo. La luminosita' integrata, in questo caso, e' maggiore che nel precedente, come si puo' osservare confrontando le aree sottese dai due grafici di luminosita' istantanea. E' stata, inoltre, discussa la possibilita' di avviare la procedura di ricarica dell'*Antiproton Accumulator* senza distruggere gli antiprotoni rimanenti. In questo caso, naturalmente, il valore di luminosita' integrata sarebbe ancora maggiore di quello qui considerato.

Per ricavare quantitativamente il valore di densita' necessario al *run* di E835, si sono fatte le misure del tempo di vita medio del fascio alle varie energie. In tabella 1.7.1 sono riportati i valori misurati da E760 nel 1991:  $\tau_{on}$  e  $\tau_{off}$  sono i tempi di vita medi rispettivamente con e senza bersaglio,  $L$  e' il valore di luminosita' istantanea raggiunto e  $\rho$  e' la densita' del fascio utilizzata (valore tipico).

<i>Energia</i>	$\tau_{on} (h)$	$\tau_{off} (h)$	$L (cm^{-2}sec^{-1})$	$\rho$ (atomi $cm^{-2}$ )
<i>Fase di ricarica</i>	-	330	-	-
$\psi', h_c, \eta'_c$	89	350	$9.1 \cdot 10^{30}$	$0.35 \cdot 10^{14}$
$J/\psi, \eta_c$	59	240	$3.5 \cdot 10^{30}$	$0.35 \cdot 10^{14}$

Tab. 1.7.1: Tempi di vita medi del *beam* di antiprotoni al variare dell'energia. La misura e' stata fatta con il bersaglio acceso e spento.

Con questi valori sperimentali, si sono calcolati i tempi di vita medi al variare della densita'. Per massimizzare l'area sottesa dal grafico di luminosita' istantanea di figura 1.7.2, il tempo di presa dati (durata dei tratti 3 e 4) e' risultato essere circa il tempo di vita medio del fascio, in tutte le condizioni di energia e densita'. In tabella 1.7.2 riporto i

i tempi per le varie fasi del ciclo e il valore previsto di luminosita' integrata in 90 giorni, supponendo di avere una corrente iniziale di antiprotoni di 120 mA.

	$\rho$ (1991)	$2 \cdot \rho$ (1991)	$3 \cdot \rho$ (1991)
<i>Densita' del bersaglio (atomi/cc)</i>	$0.3 \cdot 10^{14}$	$0.6 \cdot 10^{14}$	$0.9 \cdot 10^{14}$
<i>Tempo di un ciclo intero (h)</i>	123.1	101.7	90.8
<i>Tempo di presa dati (h):tratti 3 e 4</i>	80.1	58.7	47.8
<i>Tempo di ricarica (h):tratto 2</i>	27.0	27.0	27.0
<i>Tempo di commutazione (h):tratto 1</i>	16.0	16.0	16.0
<i>Numero totale di cicli in 90 giorni</i>	17.5	21.2	23.8
<i>Stacking rate (mA/h)</i>	4.5	4.5	4.5
<i>Tempo di vita medio del fascio</i>	99.4	57.9	40.9
<i>Luminosita' int. in 90 giorni (<math>pb^{-1}</math>)</i>	79	128	165

Tab.1.7.2: Tempi delle fasi del ciclo di presa dati (si veda figura 1.7.2) e luminosita' integrata in 90 giorni, supponendo una corrente di antiprotoni di 120 mA.

Come si vede dalla tabella 1.7.2, il tempo di vita medio del fascio e' circa inversamente proporzionale alla densita' del bersaglio. E' per questa ragione, in ultima analisi, che la luminosita' integrata non e' proporzionale alla densita'. In tabella 1.7.3 riporto l'andamento della luminosita' integrata al variare della densita'.  $L_0$  e' la luminosita' integrata corrispondente ad una corrente di 100 mA, per una densita' di  $0.35 \cdot 10^{14}$  *atomi/cc*. Questo fattore circa 2.5 nella corrente di E835 rispetto a E760, impiegando la strategia di presa dati schematizzata in figura 1.7.2, si ripercuote quasi invariato nella luminosita' integrata:  $L_{0E835}(I \cong 100mA) \cong 2.5 \cdot L_{0E760}(I = 40mA)$ .

<i>Luminosita' integrata</i>	$\rho$ ( $10^{14}$ <i>atomi cm<sup>-3</sup></i> )
$L_0$	0.35
$\frac{5}{3} \cdot L_0$	$2 \cdot 0.35$
$2 \cdot L_0$	$3 \cdot 0.35$

Tab. 1.7.3: La luminosita' integrata in funzione della densita'. Come si vede, l'andamento non e' lineare.

E' dunque necessario il fattore 3 nella densita' del bersaglio, avendo a disposizione una corrente di 100 mA, per ottenere un fattore circa 5 nella luminosita' integrata dell'esperimento rispetto alla luminosita' di E760.

Al fine di incrementare la densita', si e' sostanzialmente modificato lo stadio di produzione del bersaglio. Il sistema di raffreddamento ad azoto liquido (77 K) e' stato sostituito con un criogeneratore ad elio liquido, in grado di abbassare la temperatura del *nozzle* (da 37  $\mu$ m) fino ai 15 ÷ 20 K. Questa diminuzione di un fattore 4 nella

temperatura equivale a guadagnare un fattore 2 in densita'. Infatti  $\rho \propto (\sqrt{T})^{-1}$ , dal momento che l'andamento della densita' e' inversamente proporzionale alla velocita' dei cluster (si veda formula 2.1.1) e tale velocita' e' proporzionale alla radice della temperatura (si veda formula 2.4.3). Il fattore 2 risulta essere ancora maggiore se si considera che la densita' e' anche proporzionale alla percentuale di gas che clusterizza (*cluster fraction*), la quale cresce al diminuire della temperatura (si veda paragrafo § 2.8).

Il valore di densita' massima misurato risulta essere  $3.6 \cdot 10^{14}$  *atomi/cc*. Rispetto al valore tipico di  $0.35 \cdot 10^{14}$  *atomi/cc* di E760, il fattore 3 richiesto e' stato ampiamente realizzato.

Inoltre, l'elevata densita' e la riprogettazione del sistema di pompaggio della macchina (si veda paragrafo § 3.5) sono responsabili della crescita del rapporto tra l'idrogeno che da' annichilazioni nella zona di interazione e il fondo diffuso nell'Accumulatore. Questo rapporto, chiamato Jet Target Efficiency (JTE), e' passato dal 40% di E760 a valori intorno al 90% (si veda paragrafo § 2.6). Cio' e' essenziale se si vuole avere elevati tempi di vita media del fascio di antiprotoni, ovvero, come si e' visto, elevata luminosita' integrata.

Un'ulteriore importante modifica consiste nella mobilita' del nozzle. E' cosi' possibile allineare il fascio anche avendo dimezzato il diametro dello skimmer tra la prima e la seconda camera della Jet Target (riduzione del fondo) (si veda paragrafo § 2.9).

Nel capitolo successivo descrivero' le misure eseguite sulla Jet Target di E835, al fine di caratterizzare il bersaglio tramite i valori di densita', di *cluster fraction* e JTE.

# Capitolo 2

## Le misure sulla Jet Target

### § Paragrafo 2.0: Introduzione.

La Jet Target, impiegando un nozzle a trombetta di  $37\mu\text{m}$  di diametro, sfrutta il fenomeno della clusterizzazione (si veda paragrafo § 1.5) per fornire un fascio di alta densita' (paragrafi § 2.1 e § 2.5). Inoltre, per fare in modo che tale fascio abbia una sezione circolare il cui diametro, nella zona di interazione, sia circa quello del *beam* di antiprotoni (si veda figura 1.5.2), e' necessario selezionare, tramite degli appositi skimmers, una piccola porzione angolare del flusso di cluster uscente direttamente dal nozzle (paragrafo § 2.2). Un sistema di allineamento puo' modificare la direzione del jet perche' intercetti ottimamente il fascio di antiprotoni (paragrafo § 2.9). L'inconveniente principale consiste nel fatto che i cluster non contenuti nell'angolo che definisce le dimensioni del bersaglio, si distruggono termalizzando con le pareti interne della Jet Target. La presenza di sistemi di pompaggio differenziale riduce al minimo il flusso di tale gas nell'anello di accumulazione. Nonostante questi accorgimenti, la presenza inevitabile di un flusso di idrogeno (paragrafo § 2.5) insieme con il gas di fondo dell'anello, rappresenta una causa non trascurabile di diminuzione della vita media del *beam* di Antiprotoni.

Risulta, pertanto, comodo introdurre una grandezza che chiameremo Jet Target Efficiency (JTE), definita come il rapporto tra la quantita' di gas costituente il bersaglio e la quantita' di gas totale nell'*Antiproton Accumulator* (paragrafo § 2.6).

Dalla teoria della fisica dei cluster, prima ancora che dall'esperienza diretta, si puo' vedere che tutte le grandezze introdotte (la densita'  $\rho$ , il flusso di idrogeno nell'anello accumulatore, la JTE e il rapporto Segnale/Rumore) dipendono sensibilmente dalla Temperatura e dalla Pressione a monte del nozzle. Si possono pertanto definire le grandezze di interesse come funzioni di due variabili sul piano {Pressione a monte del nozzle, Temperatura del nozzle}.

Le misure, prese allo scopo di caratterizzare la macchina, hanno permesso di determinare gli andamenti di queste funzioni. E' stato cosi' possibile la scelta di un "cammino" sul piano (P,T) che, a parita' di densita', consenta la massima JTE (paragrafo § 2.7). Diventa cosi' possibile, cambiando la densita', controllare la luminosita' istantanea, anche al variare della corrente di antiprotoni, rimanendo in ottime condizioni di JTE.

### § Paragrafo 2.1 : La misura di densita'.

La Jet Target dell'esperimento E760 e' stata modificata al fine di ottenere un incremento di un fattore 3 nella densita' (si veda paragrafo § 1.7). Si puo' ottenere una misura indiretta di questa grandezza utilizzando la relazione

$$\rho = \frac{\Phi_{Jet}}{A_{jet} \cdot V_{Cl}} \quad (2.1.1)$$

dove  $\Phi_{Jet}$  e' il flusso di molecole del bersaglio che passano attraverso la superficie  $A_{jet}$  con velocita'  $V_{Cl}$ , nella zona di interazione.

E' possibile misurare il flusso  $\Phi_{Jet}$  tramite l'equazione che definisce la velocita' di pompaggio  $S$  della camera in cui il Jet viene raccolto. Tale relazione si puo' scrivere

$$\Phi_{Jet} = \frac{S \cdot P}{R \cdot T} \quad (2.1.2.)$$

dove  $P$  e' la pressione nella camera di recupero,  $T$  e' la temperatura ambiente e  $R$  e' la costante dei gas perfetti. Avendo misurato in precedenza la velocita' di pompaggio  $S$ , dalla conoscenza della pressione si risale al flusso  $\Phi_{Jet}$  (si veda paragrafo § 2.3).

La superficie  $A_{jet}$  del jet nella zona di interazione, dipende unicamente dalla geometria della macchina. La forma conica del fascio e' infatti univocamente definita dall'apertura dello skimmer tra J2 e J3 (si veda figura 2.2.1) e dalla distanza dello stesso dal nozzle. Una misura diretta di tale area e' stata ottenuta facendo passare in mezzo al fascio un ago. Urtrandolo, i cluster hanno sufficiente energia per evaporare completamente. Tramite un *ion gauge*, e' possibile registrare il conseguente aumento di pressione nella zona di interazione e avere l'informazione dell'estensione spaziale del jet (si veda paragrafo § 2.2).

Abbiamo misurato la velocita' dei cluster mediante la determinazione del loro tempo di volo tra la zona di interazione e l'ultima camera di recupero. Lo strumento utilizzato a questo scopo e' un chopper installato sul fascio. Tramite un Lock-in Amplifier si e' misurato lo sfasamento tra il segnale modulato e un trigger, al variare della frequenza di rotazione del chopper stesso (si veda paragrafo § 2.4).

Nei paragrafi seguenti, approfondiro' le problematiche legate a tali misure, mostrando i risultati ottenuti e descrivendo piu' in dettaglio gli apparati utilizzati.

### § Paragrafo 2.2 : La misura della sezione del jet.

Le aperture degli skimmers tra le diverse camere a vuoto sono state calcolate in maniera tale da ottenere un fascio conico, con vertice nel nozzle e sezione circolare di diametro circa 1 centimetro nella zona di interazione.

L'area di questa superficie e' uno dei parametri necessari per la determinazione della densita' del fascio, tramite l'equazione 2.1.1. Per averne una misura diretta, e' stato montato, proprio nella camera in cui avviene l'annichilazione protone-antiprotone (tale camera e' chiamata AA), uno strumento detto *needle*.

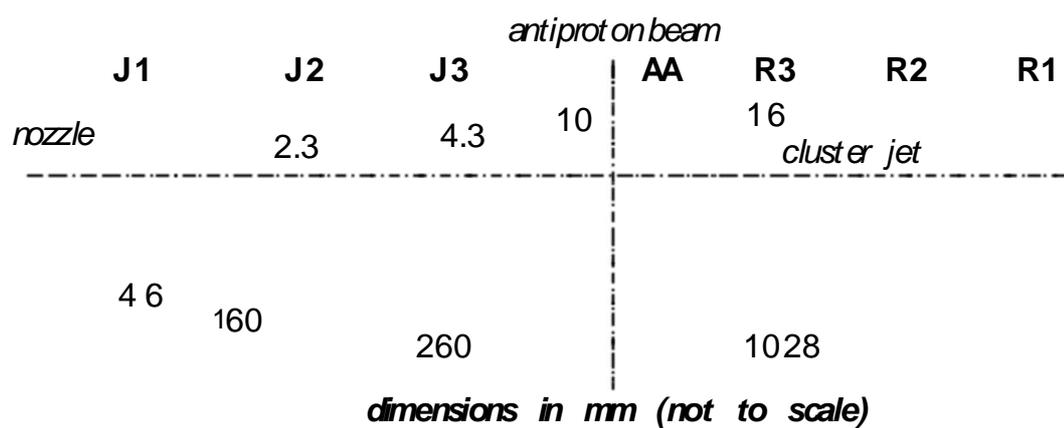


Fig. 2.2.1. Schema dei diametri di apertura degli skimmer e dei diaframmi (disegno non in scala).

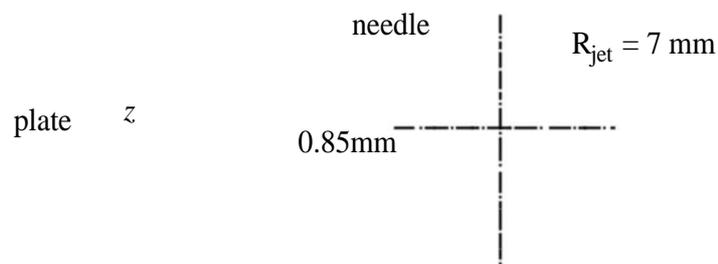
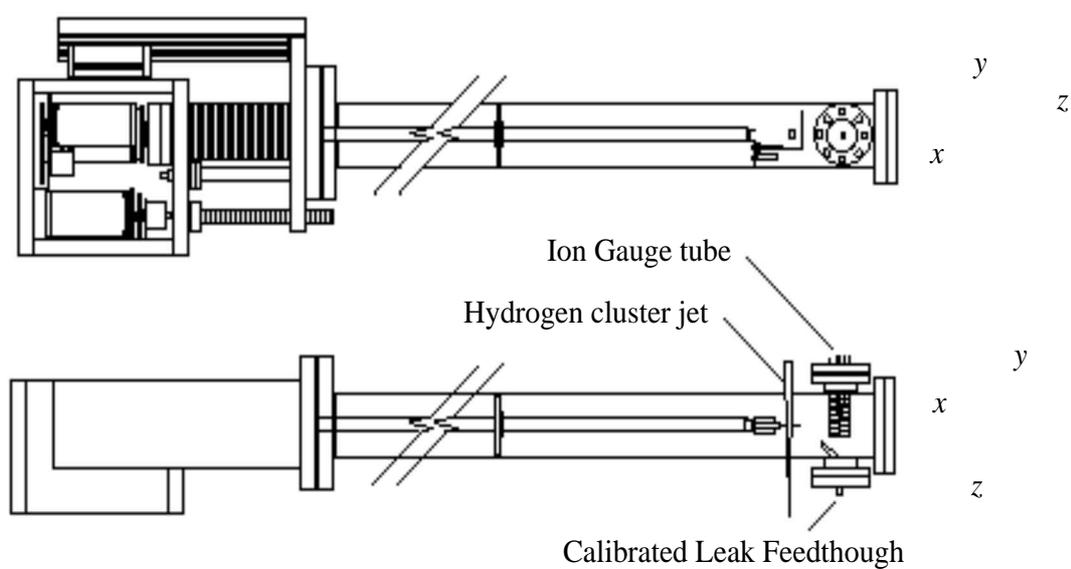


Fig. 2.2.2: Schema del *needle* usato per la misura della sezione del bersaglio in AA.



Il *needle* e' un braccio allungabile sulla cui estremita' e' montato un ago a forma di *L*. Lo spessore di tale ago e' molto minore del diametro supposto per il bersaglio. Con questo strumento, e' possibile tagliare il jet sia lungo l'asse *x*, sia lungo l'asse *y* (si veda figura 2.2.2).

I cluster che urtano l'ago, a temperatura ambiente, evaporano completamente, aumentando la pressione nella camera AA. Sono stati prodotti grafici di tale incremento di pressione al variare della posizione dell' ago, tagliando completamente il fascio nella zona di interazione, a 19 *mm* lungo l'asse *z* e a -19 *mm* (si veda figura 2.2.3). E' stato, pertanto, possibile verificare che il jet avesse la forma conica che ci si aspettava dal progetto dello skimmer tra J2 e J3 (si veda figura 2.2.4).

Il fascio risulta avere il massimo di densita' proprio lungo l'asse del cono (con una precisione di 0.5 *mm*) e un diametro di  $(7.0 \pm 0.5)$  *mm* nella zona di interazione, indipendentemente dalle condizioni di pressione e temperatura a cui la clusterizzazione avviene (si veda figura 2.2.5).

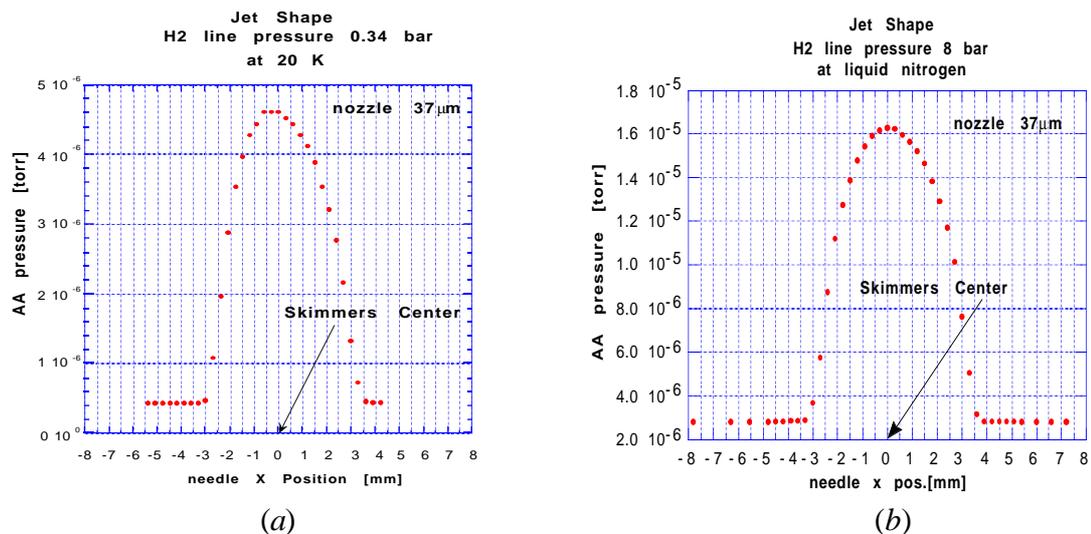


Fig. 2.2.5: Distribuzione di densita' del jet nella zona di interazione: le dimensioni geometriche non cambiano al variare della pressione e della temperatura del nozzle.

Il valore ottenuto per l'area della sezione del jet nella zona di interazione e'

$$A_{\text{jet}} = (3.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 .$$

### § Paragrafo 2.3 : La misura del flusso $\Phi_{\text{Jet}}$ .

Per determinare la densita' del bersaglio nella zona di interazione tramite la formula 2.1.1, e' necessario conoscere il flusso di molecole di idrogeno che attraversano l'*Antiproton Accumulator* (camera AA della Jet Target).

A questo scopo, e' opportuno introdurre una grandezza, chiamata "*throughput*" (generalmente indicata con la lettera *Q*), legata al flusso  $\Phi$  tramite la relazione

$$Q = \Phi \cdot RT \quad (2.3.1)$$

dove  $T$  e' la temperatura del gas e  $R$  e' la costante dei gas perfetti. Un' unita' di misura consueta per questa grandezza e' il *torr-lit/sec* (un *throughput* di 1 *torr-lit/sec*, per un gas alla temperatura di 300K, corrisponde ad un flusso di  $3.21 \cdot 10^{19}$  *molecole/sec*).

Se il gas per cui e' definito il flusso  $\Phi$ , in ogni sezione attraverso cui passa, ha una temperatura costante nel tempo, e' possibile esprimere la 2.3.1, tramite l'equazione di stato dei gas perfetti, come

$$Q = \frac{d(P \cdot V)}{dt} \quad (2.3.2)$$

dove  $P$  e  $V$  sono rispettivamente la pressione e il volume del gas. Inoltre, nelle regioni spaziali in cui la pressione e' costante, la 2.3.2 si puo' scrivere

$$Q = P \cdot S \quad (2.3.3)$$

avendo definito la velocita' di pompaggio  $S = \frac{dV}{dt}$ .

Per diminuire il piu' possibile gli effetti del gas diffuso nell'*Antiproton Accumulator*, ciascuna camera della Jet Target e' stata collegata ad una pompa d'alto vuoto. Tramite l'immissione di un flusso calibrato e una misura di pressione, si e' potuto ottenere le velocita' di pompaggio per tutte le camere, utilizzando la 2.3.3.

Veniamo ora al metodo usato per la misura di  $\Phi_{Jet}$ . Supponiamo che tutti i cluster passanti per AA vengano raccolti nell'ultima camera di recupero (chiamata R1). Qui i cluster, per l'urto con il gauge R1XY (usato per l'allineamento: si veda paragrafo § 2.9), evaporano completamente dando un contributo alla pressione  $P_{R1}$  della camera. Inoltre, si e' visto che il gas di fondo ha una pressione inferiore di ordini di grandezza rispetto alle pressioni che si hanno quando il bersaglio e' attivato. La velocita' di pompaggio media della camera e'  $S_{R1}=2650$  *lit/sec*. Per verificare che questa misura non dipenda dalla direzione da cui proviene il gas, si sono immessi flussi calibrati da due diversi rubinetti, ottenendo lo stesso risultato. Dalla conoscenza di  $P_{R1}$  e di  $S_{R1}$ , tramite la 2.3.3, si risale al *throughput* in R1 ( $Q_{R1}$ ) e tramite la 2.3.1, essendo il gas termalizzato alla temperatura ambiente, a  $\Phi_{Jet}$ .

Per eseguire un controllo incrociato, e' stato ricavato in un caso  $\Phi_{Jet}$  in una maniera alternativa (che ora mi appresto a descrivere) e lo si e' confrontato con il valore ottenuto dalla misura tramite  $Q_{R1}$ . Si consideri il grafico di distribuzione di densita' del fascio, nella zona di interazione, per una pressione della linea di idrogeno di 5 *psia* e una temperatura del nozzle di 20K (si veda figura 2.2.5 a). In ascissa e' riportata la posizione dell'ago che viene fatto passare direttamente attraverso il fascio; in ordinata si ha l'incremento di pressione conseguente all'evaporazione dei cluster contenuti nei 0.85 *mm* intorno alla posizione nominale dell'ago (si veda figura 2.2.2 in basso a destra). Sommando il valore di questa pressione proprio ogni 0.85 *mm* (spessore dell'ago), si ottiene il contributo totale del fascio alla pressione in AA ( $P_{AA}^{Jet}$ ) se qui venisse

completamente distrutto. Conoscendo la velocita' di pompaggio della camera ( $S_{AA} = 520$  *lit/sec* se presente il needle), tramite la 2.3.3 si ha il *throughput* in AA dovuto al jet ( $Q_{AA}^{Jet}$ ) e tramite la 2.3.1 (per gas a 300K) si ottiene  $\Phi_{Jet}$ .

In realta', il confronto e' stato fatto direttamente tra  $Q_{AA}^{Jet} = 1.1 \cdot 10^{-2}$  *torr·lit/sec* e  $Q_{R1} = 7.7 \cdot 10^{-3}$  *torr·lit/sec*. Ammettiamo un errore del 30% nella misura di  $Q_{AA}^{Jet}$ , tenendo conto dell'invecchiamento dell'*ion gauge* e della precisione con cui si conosce la posizione del needle. Per quanto riguarda la misura di  $Q_{R1}$ , invece, consideriamo un errore del 20%, dovuto unicamente all'invecchiamento dell'*ion gauge*. Entro questi errori, i due *throughput* risultano essere compatibili. L'evaporazione del fascio, pertanto, non e' un effetto eclatante ed e' trascurabile rispetto alla precisione con cui si vuole ottenere la misura della densita'.

Questo fatto e' confortato dalla considerazione che un cluster evapora, ricevendo calore per irraggiamento dalle pareti interne della macchina e per urto con le molecole di gas termalizzato a 300K (convezione). Nel caso dell'irraggiamento, supponendo che le pareti emettano come un corpo nero, l'interazione di un cluster con i fotoni emessi risulta alquanto improbabile. Infatti, la lunghezza d'onda di un fotone, all'energia corrispondente a 300K, e' 10  $\mu m$ , che risulta essere molto maggiore rispetto al diametro medio calcolato per cluster di  $10^5 \div 10^6$  molecole di idrogeno (10  $\div$  100 *nm*). Nel caso della convezione, e' possibile calcolare, con la teoria cinetica, la potenza media, per unita' di superficie, trasferita dalle molecole di idrogeno alla pressione di  $10^{-5} \div 10^{-6}$  *torr* (pressione media tra AA e R1) e alla temperatura di 300K. Tenendo conto che il tempo di volo e' qualche millesimo di secondo (si veda paragrafo § 2.4), l'energia media trasferita e' inferiore al decimo di *eV*. Poiche' l'energia di legame di una molecola al cluster e' intorno al millesimo di *eV*, mi aspetto una evaporazione di qualche centinaio di molecole. Rispetto a cluster formati da  $10^5 \div 10^6$  molecole di idrogeno, cio' rappresenta una percentuale inferiore all'1‰.

Altre misure di questo tipo erano state fatte sulla Jet Target di E760. In quei casi, comunque, si era misurata  $P_{AA}^{Jet}$  rompendo contemporaneamente tutto il fascio tramite un "muro" (*plate*) montato sul needle (si veda figura 2.2.2 in basso a sinistra). Anche allora, si era trovata compatibilita' tra i due *throughput* entro gli errori sperimentali stimati.

### § Paragrafo 2.4 : La misura della velocita' dei cluster.

Per misurare la velocita' dei cluster, si e' ricorso alla misura del loro tempo di volo tra la camera AA (in cui la Jet Target si innesta nell'*Antiproton Accumulator*) e la camera R1 (l'ultima camera di recupero del jet: si veda figura 2.2.1). Si e', pertanto, installato un chopper in AA che modulasse il jet e, tramite un *ion gauge* in R1 posto proprio sul fascio, si e' registrata la variazione locale di densita' ad una distanza di 850 *mm* dal chopper.

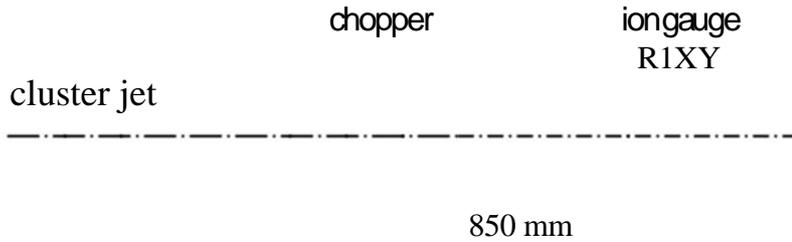


Fig. 2.4.1: Apparato per la misura del tempo di volo: il chopper e' posto nella camera AA e il *gauge* che fa da detettore e' posto in R1.

Il chopper e' stato ricavato tagliando, da una superficie metallica di forma cilindrica, due finestre affacciate la cui apertura angolare fosse di novanta gradi. Una volta in rotazione, un sistema LED-fototransistor produce un impulso usato come trigger. Si puo', quindi, misurare lo sfasamento tra questo segnale e la variazione di pressione registrata dal *gauge* in R1. Tale sfasamento e' lineare con il tempo di volo tramite la relazione

$$\Delta\Phi = 360 \cdot (2f) \cdot t_{of} + c \quad (2.4.1)$$

dove  $\Delta\Phi$  e' lo sfasamento,  $2f$  e' la frequenza con cui si modula il fascio (il doppio della frequenza di rotazione del chopper),  $t_{of}$  e' il tempo di volo tra AA e R1, e  $c$  e' un offset di fase indipendente dalla frequenza, dovuto alla posizione del sistema LED-fototransistor rispetto alle finestre del chopper.

Il tempo di volo e', pertanto, dato dall'espressione

$$t_{of} = \frac{1}{2} \frac{1}{360} \frac{d(\Delta\Phi)}{df} \quad (2.4.2)$$

ed e' sperimentalmente determinabile misurando lo sfasamento  $\Delta\Phi$  per diversi valori della frequenza  $f$ .

Sia il segnale di trigger, sia il segnale modulato sono stati inviati ad un' oscilloscopio. E' possibile vedere in figura 2.4.3 la variazione di sfasamento tra i due segnali per due diverse frequenze di rotazione del chopper.

Sono state fatte misure del tempo di volo per diverse condizioni di temperatura del nozzle e di pressione della linea di idrogeno. Conoscendo la distanza tra AA e R1 (850 mm), si sono ricavati i grafici di velocita' in funzione della pressione, a temperatura costante.

Dalla teoria cinetica

$$V_{Cl} = \frac{2R}{W} \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) T_0 \quad (2.4.3)$$

dove  $W = 2.016 \cdot 10^{-3}$  Kg/mole e' il peso di una mole di idrogeno,  $T_0$  e' la temperatura del nozzle,  $R$  e' la costante dei gas perfetti e  $\gamma = c_p / c_v$  (per idrogeno molecolare a bassa temperatura vale  $5/3$ ).

Graficando l'andamento dei pianerottoli di velocita' al variare della temperatura, e' possibile un confronto con la formula data dalla teoria (si veda figura 2.4.5).

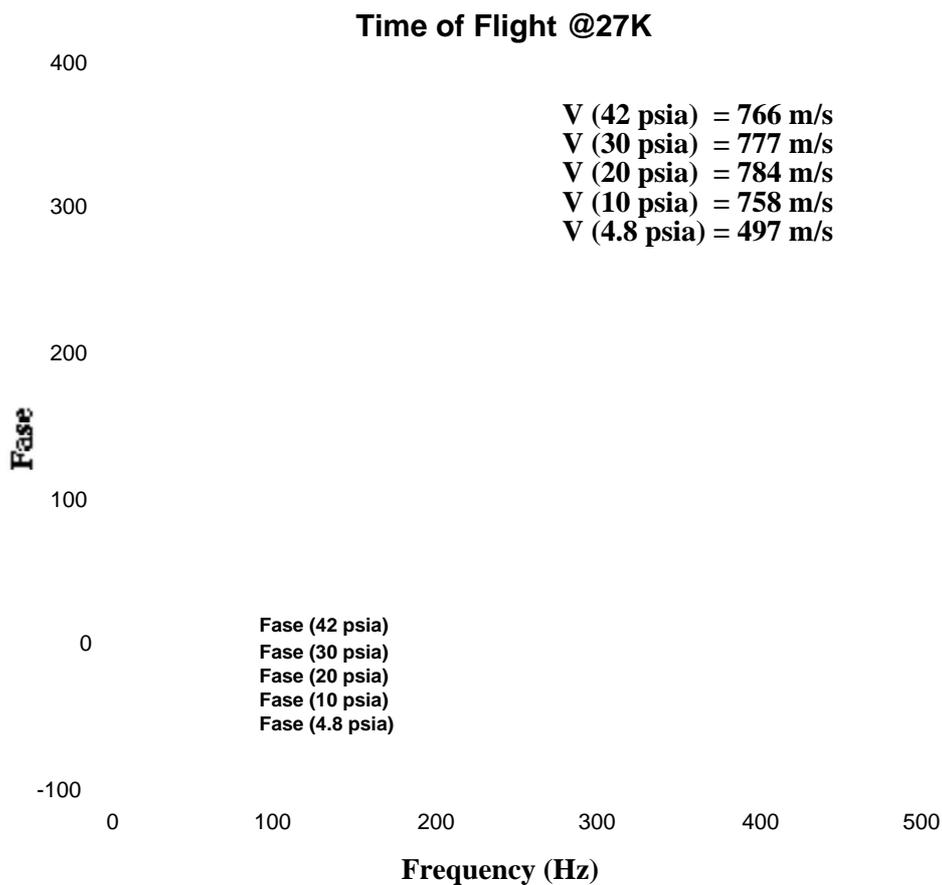


Fig. 2.4.2: Sfasamento tra il segnale modulato, registrato in R1, e il trigger, per diversi valori della frequenza di rotazione del chopper.

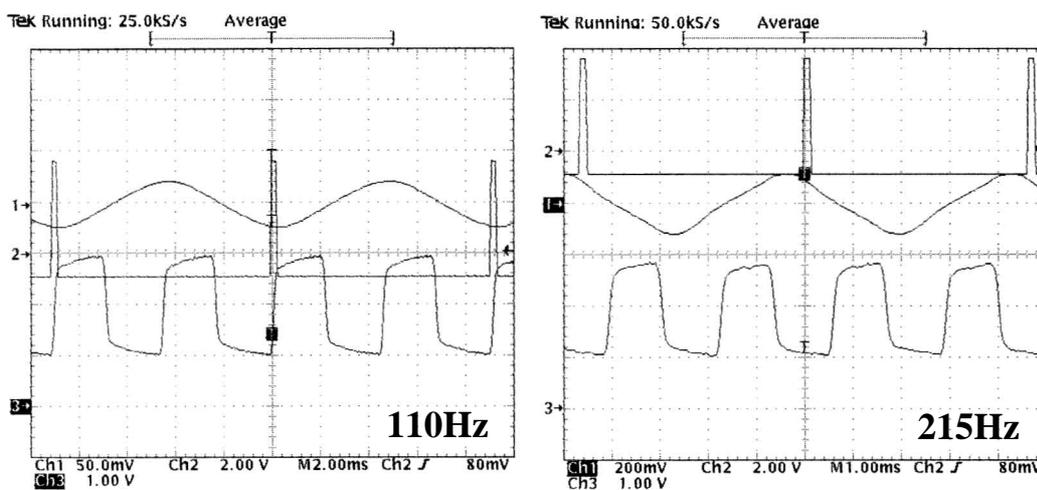


Fig 2.4.3: Il segnale di trigger (traccia con gli *spike*), il segnale del fascio modulato (traccia quadra) e il segnale in corrente inviato al motore sincrono del chopper (traccia sinusoidale). Notare la variazione di sfasamento tra il trigger e il fascio *choppato* per le due diverse frequenze di rotazione del chopper.

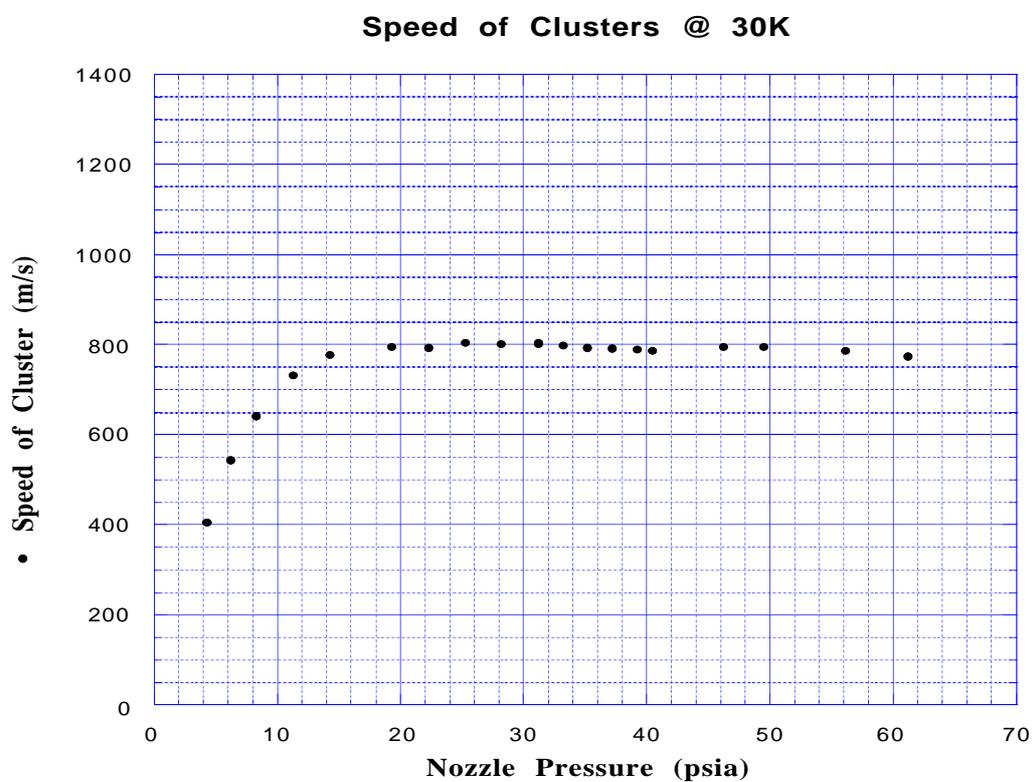
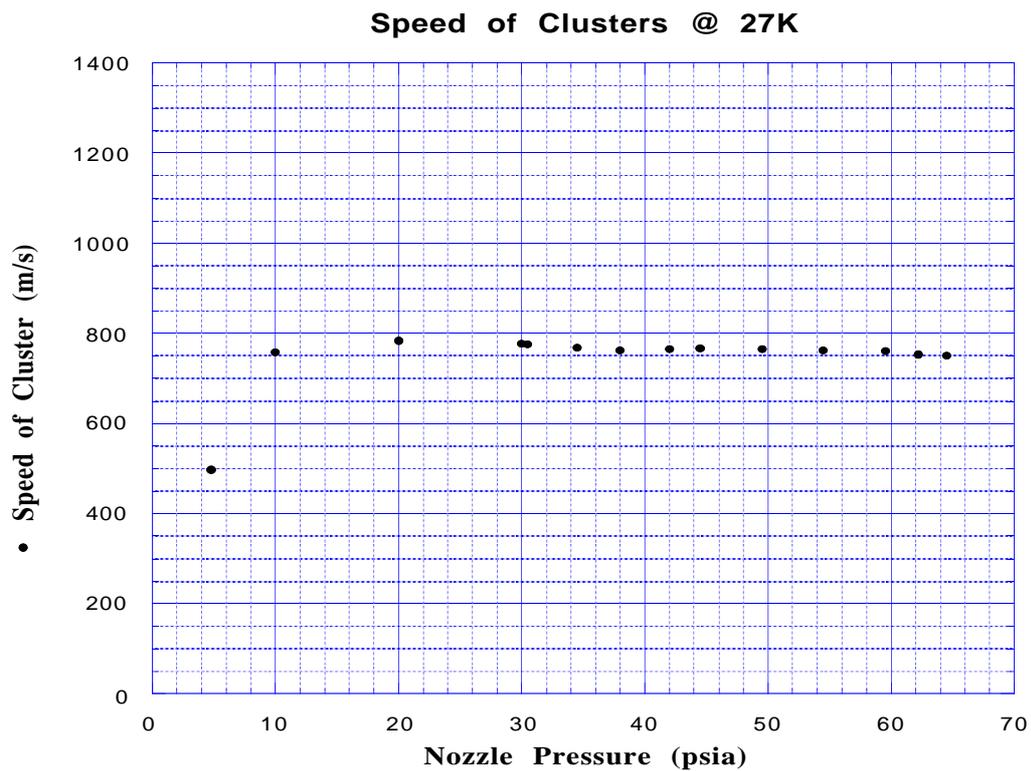


Fig. 2.4.4: Velocita' dei cluster, al variare della pressione, a 27K e a 30K. Notare l'andamento simile, ma la diversita' nel valore del pianerottolo di velocita', per le due condizioni di temperatura.

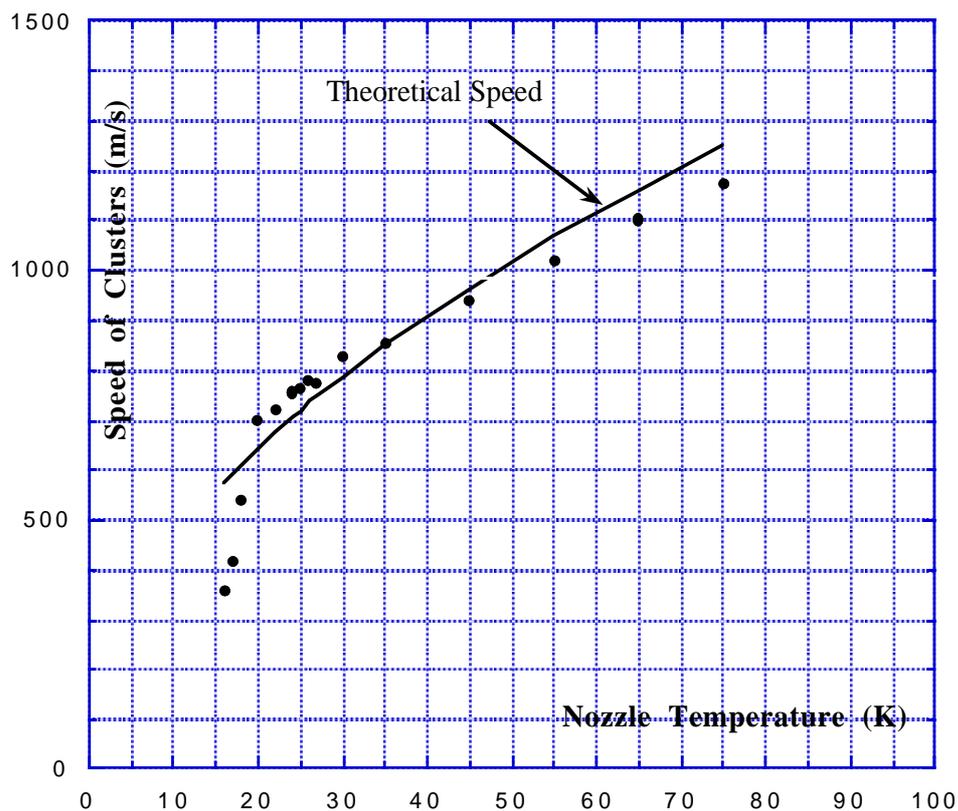


Fig. 2.4.5: Confronto tra i pianerottoli di velocita' misurati e l'andamento dato dalla teoria.

Per temperature al di sotto dei 20K, la pressione a cui l'idrogeno passa dalla fase gassosa alla fase liquida e' inferiore alla pressione minima per cui si possa incominciare a parlare di pianerottolo nei grafici di velocita' (si veda figura 2.4.6). I valori riportati in figura 2.4.5, per tali temperature, sono quelli corrispondenti al massimo valore raggiunto di velocita'.

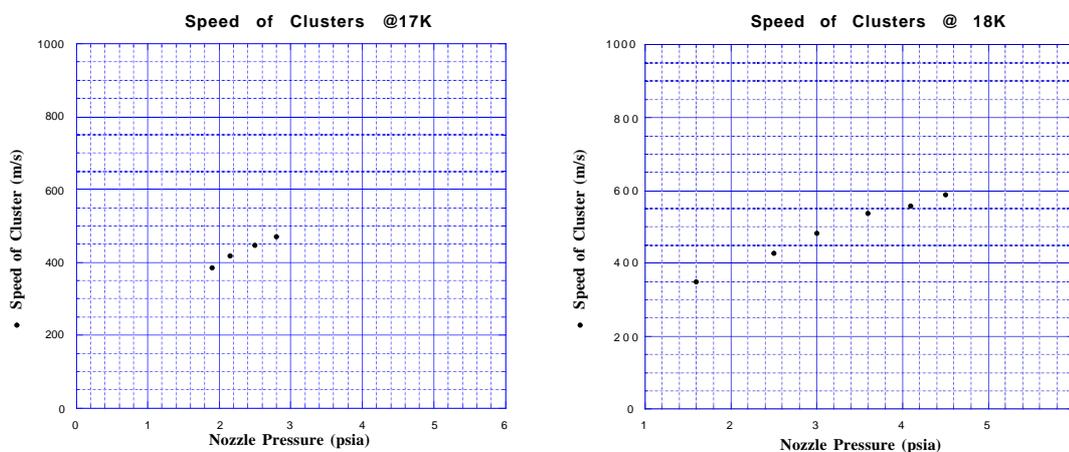


Fig. 2.4.6: Velocita' dei cluster a bassa temperatura: l'andamento non si stabilizza su un pianerottolo dal momento che, per pressioni piu' alte di quelle per cui si e' fatta la misura, l'idrogeno passa dalla fase gassosa alla fase liquida.

Puo' essere interessante indagare quale sia la precisione con la quale si e' fatta la misura di velocita'. A tal fine, conviene considerare la traccia vista sull'oscilloscopio per la frequenza di rotazione del chopper di 415 Hz. Se i cluster avessero tutti la stessa velocita', il *gauge* in R1 misurerebbe un' onda quadra molto ben definita. Come si vede in figura 2.4.7, questo non e' del tutto vero: i tempi di salita e di discesa del segnale non si possono considerare trascurabili (200  $\mu s$  di salita e 300  $\mu s$  di discesa, contro i 2410  $\mu s$  di periodo della quadra). Questo andamento e' dovuto, in realta', a molte cause.

- 1) L'effetto *rising sun*: e' il tempo impiegato dal *chopper* per tagliare completamente il fascio, il cui diametro misurato, nella zona di interazione, e'  $d_T=7\text{ mm}$ . Poiche' il periodo  $T_q$  della quadra, sul grafico di figura 2.4.7, corrisponde a mezzo giro del *chopper*, il tempo impiegato per tagliare il fascio e'

$$\tau_{RisingSun} = \frac{d_T}{\pi \cdot R_{Chopper}} T_q = 6\% \cdot T_q, \quad (2.4.4)$$

essendo il raggio del chopper  $R_{Chopper}$  circa 4 cm. Il tempo di ritardo, nel caso di 415 Hz, e' circa 100  $\mu s$ .

- 2) Il tempo di risposta dell'elettronica del *gauge* R1XY: dipende dalle capacita' parassite e dalla resistenza con cui si legge la caduta di tensione dovuta alla corrente di collettore. Il valore di questa resistenza e' stato scelto in maniera tale che il tempo di risposta fosse  $1 \div 10\ \mu s$ .
- 3) Il tempo caratteristico di riempimento della camera R1: e' dato dal rapporto tra il volume della camera (circa 50 lit) e la velocita' di pompaggio (circa 2500 lit/sec). I tempi caratteristici sono, pertanto, dell'ordine del centesimo di secondo. Su questa scala dei tempi, il fenomeno e' troppo lento per dare effetti apprezzabili.
- 4) Lo sparpagliamento della distribuzione di velocita': il tempo di salita del segnale misurato da R1XY e', in parte, dovuto all'evaporazione in R1 di quei cluster che appartengono alla coda delle alte velocita'. Se si trascurano i tempi di ritardo dovuti ai punti 1), 2) e 3), facendo conto che il tempo di salita sia dovuto unicamente allo sparpagliamento delle velocita', si puo' individuare una sovrastima per larghezza della distribuzione. Si indichi con  $\tau$  la durata di tale tempo di salita: il tempo di volo dei cluster piu' veloci sara'

$$t_{of}^{min} = \frac{s}{\bar{V}_{Cl}} - \tau \quad (2.4.5)$$

dove  $s$  e' la distanza tra il chopper e il *gauge* in R1 ( $s = 850\text{ mm}$ ) e  $\bar{V}_{Cl}$  e' la velocita' dei cluster misurata con il metodo della fase (esposto in questo paragrafo). La velocita' di questi cluster "veloci", pertanto, sara'

$$V_{Cl}^{max} = \frac{s}{\frac{s}{\bar{V}_{Cl}} - \tau} \quad (2.4.6)$$

Nelle condizioni fisiche cui si riferisce la traccia di figura 2.4.7 (pressione della linea di idrogeno 29.1 psia, temperatura del nozzle 25K) si ha  $V_{Cl} = 760 \text{ m/s}$ . Ne segue che la massima velocità dei cluster si aggira intorno a  $V_{Cl}^{\max} = 900 \text{ m/s}$ .

Con un ragionamento analogo si ottiene l'espressione per la velocità minima:

$$V_{Cl}^{\max} = \frac{s}{V_{Cl} + \tau} \quad (2.4.7)$$

e considerando un tempo di salita  $\tau = 300 \mu\text{s}$  si ha  $V_{Cl}^{\min} \sim 600 \text{ m/s}$ .

La sovrastima della larghezza nella distribuzione di velocità è, in queste condizioni, il 20% della  $V_{Cl}$ . Poiché, in realtà, l'effetto *rising sun* ha tempi caratteristici circa uguali alla metà dei tempi di salita e di discesa della quadra, il ritardo dovuto allo sparpagliamento delle velocità sarà circa il 50% di quello considerato. La larghezza della distribuzione sarà allora intorno al 10% della  $V_{Cl}$ .

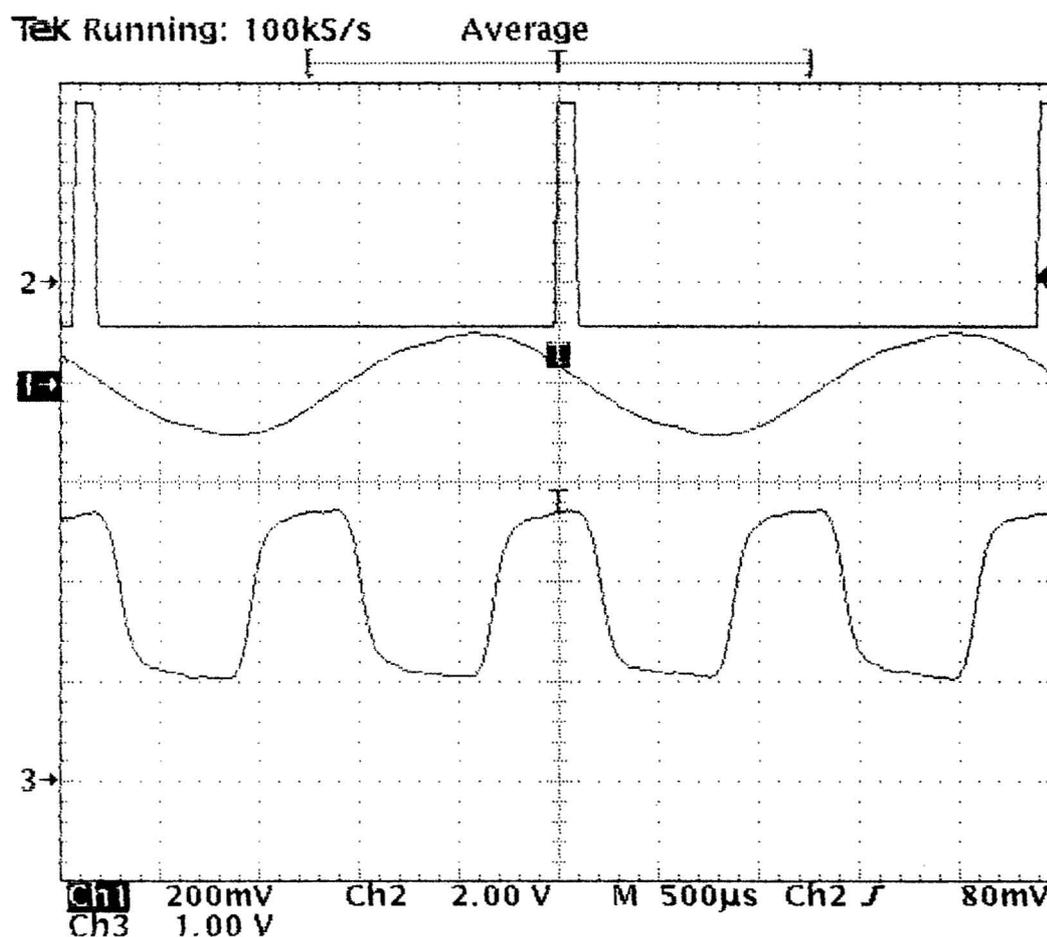


Fig. 2.4.7: Traccia dell'oscilloscopio per la frequenza di rotazione del chopper di 415 Hz: si notino i tempi di salita e di discesa del segnale registrato dal gauge in R1 (traccia in basso).

## § Paragrafo 2.5 : La densita' del fascio e il gas di fondo.

Utilizzando la 2.1.1, sono state fatte misure di densita' al variare della temperatura e della pressione a monte del nozzle, lungo isobare e isoterme. Come si puo' vedere dai grafici di figura 2.5.1, esistono coppie diverse di valori della pressione della linea e della temperatura del nozzle, cui corrisponde un medesimo valore della densita'. Per ottenere una certa luminosita' istantanea, tramite la 2.1.2, tutte queste condizioni risultano essere equivalenti. Cio' che e' discriminante nella scelta, e' la quantita' di gas che, a parita' di densita', viene immesso dalla Jet Target nell'*Antiproton Accumulator*. Il *throughput* di questo gas viene comunemente chiamato  $Q_{AA}$  (dal nome che si e' dato alla camera in cui la Jet Target si innesta nell'*Antiproton Accumulator*).

La presenza di questo flusso in AA, causa la scomparsa, per annichilazione, di un certo numero di antiprotoni per unita' di tempo, in zone dell'accumulatore in cui i prodotti di reazione non possono essere analizzati dai rivelatori. Questo "spreco", obbliga ad operare piu' frequentemente la procedura di ricarica dell'*Antiproton Accumulator*, con evidente perdita di tempo per l'acquisizione, sui due anni di *run* dell'esperimento.

La causa di questo *throughput* e' la diffusione dell'idrogeno attraverso le camere della Jet Target. Per minimizzare questo fenomeno, e' stato progettato un sistema di pompaggio differenziale per le diverse camere (si veda paragrafo § 3.5).

Nei grafici<sup>5</sup> di figura 2.5.1, si vede come varia  $Q_{AA}$  nelle diverse condizioni di pressione della linea ( $P_0$ ) e temperatura del nozzle ( $T_0$ ). E' dunque chiaro che a parita' di luminosita' istantanea (che detta la scelta di un valore della densita' del bersaglio), conviene la condizione di  $P_0$  e  $T_0$  che a parita' di densita' produca il minimo  $Q_{AA}$ .

## § Paragrafo 2.6 : La Jet Target Efficiency.

La Jet Target Efficiency e' il rapporto tra il numero di annichilazioni "utili", nell'unita' di tempo, (quelle che avvengono nella regione dell'*Antiproton Accumulator* monitorata dai rivelatori) e il numero totale di annichilazioni, nell'unita' di tempo, (tutte quelle che avvengono nell'accumulatore). Al fine di definire la JTE, si e' diviso l'*Antiproton Accumulator* in 5 zone, lunghe  $d_i$ , in cui l'idrogeno ha una densita'  $\rho$ , considerata costante. Se  $\sigma$  e' la sezione d'urto per l'annichilazione protone-antiprotono, il numero di eventi totale nell'unita' di tempo sara', tramite la 1.5.5

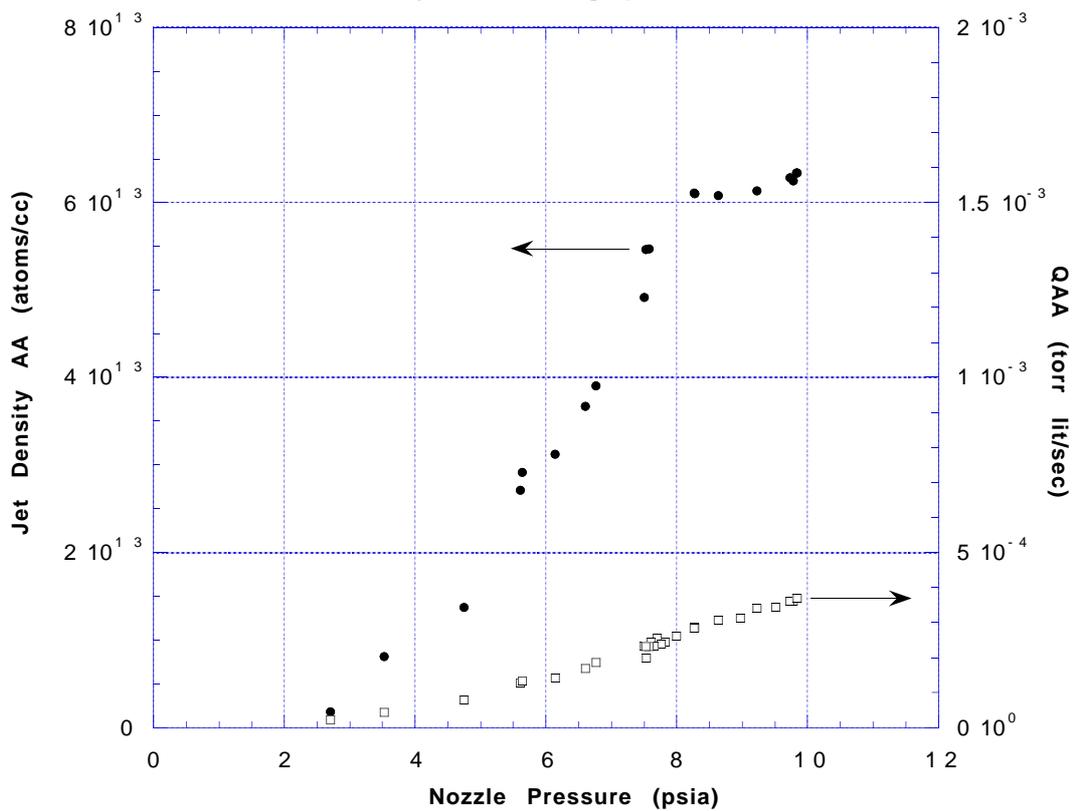
$$\frac{dn_{tot}}{dt} = \left( \sum_i \rho_i \cdot d_i \right) \cdot f \cdot N_{\bar{p}} \cdot \sigma, \quad (2.6.1)$$

dove  $f$  e  $N_{\bar{p}}$  sono, rispettivamente, la frequenza e il numero degli antiprotoni circolanti.

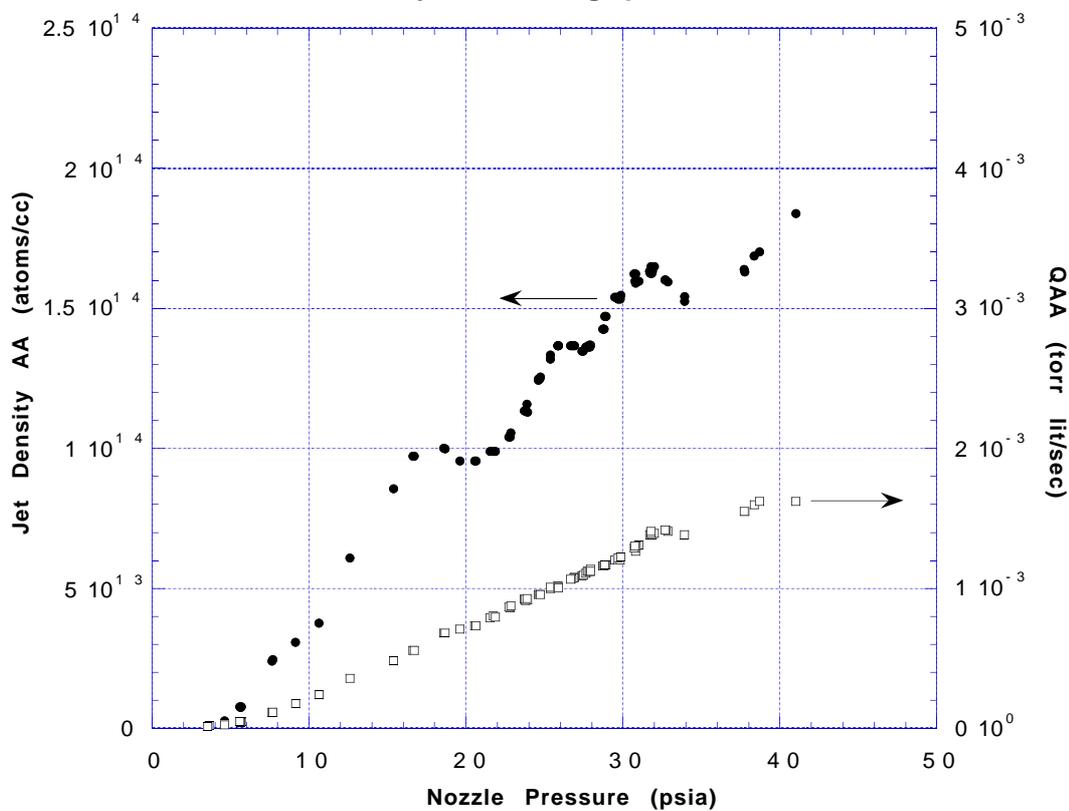
---

<sup>5</sup>Questi dati sono stati presi nell'Ottobre 1995, periodo in cui il *fore vacuum* del sistema di pompaggio non era ancora nella versione definitiva. Pertanto, i valori di pressione e , di conseguenza, quelli del *throughput* in AA non sono affidabili per pressioni del nozzle al di sopra dei 40 psia e per temperature al di sotto dei 30K. Cio' e' vero per tutte le grandezze legate alla pressione in AA e quindi, in particolare, per la JTE (si veda paragrafo § 2.8).

### Jet Density & Throughput in AA @20K

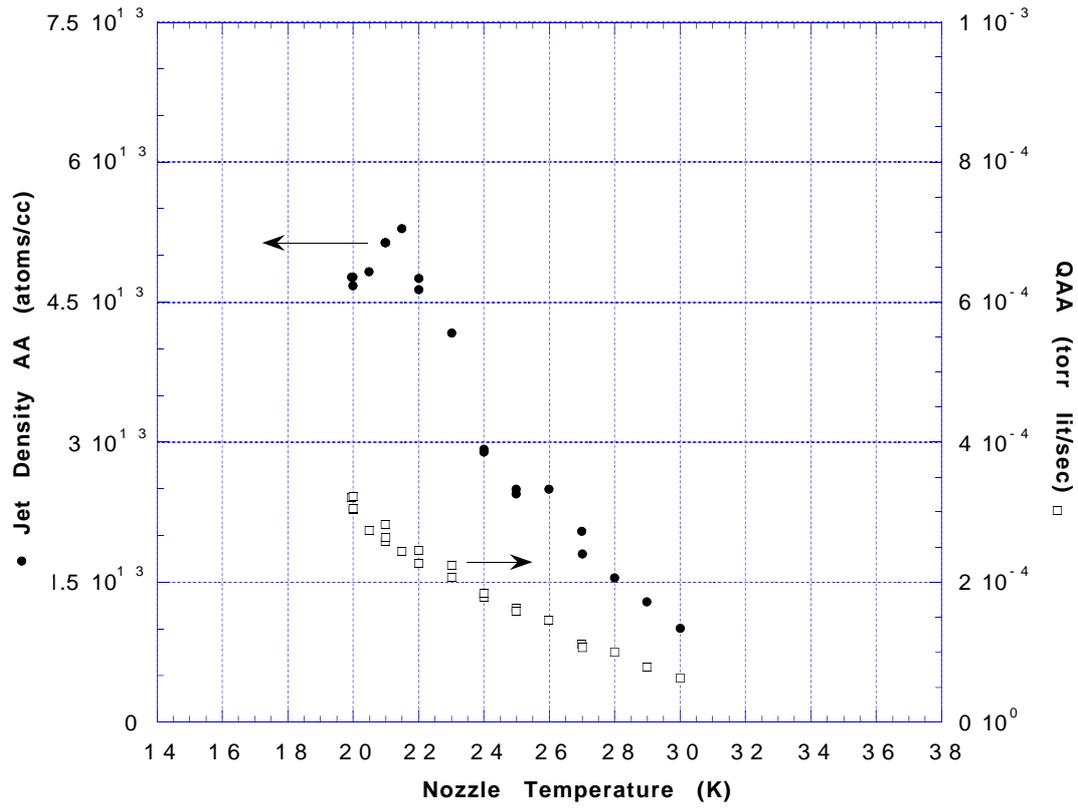


### Jet Density & Throughput in AA @25K

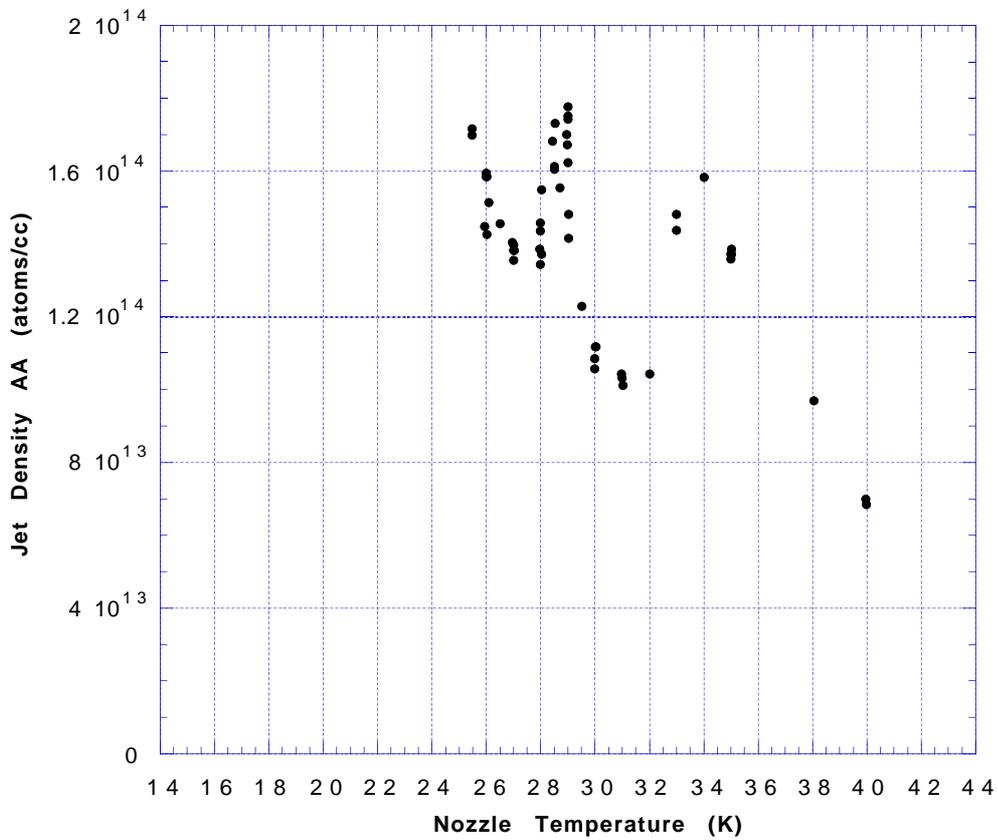


(2.5.1.a)

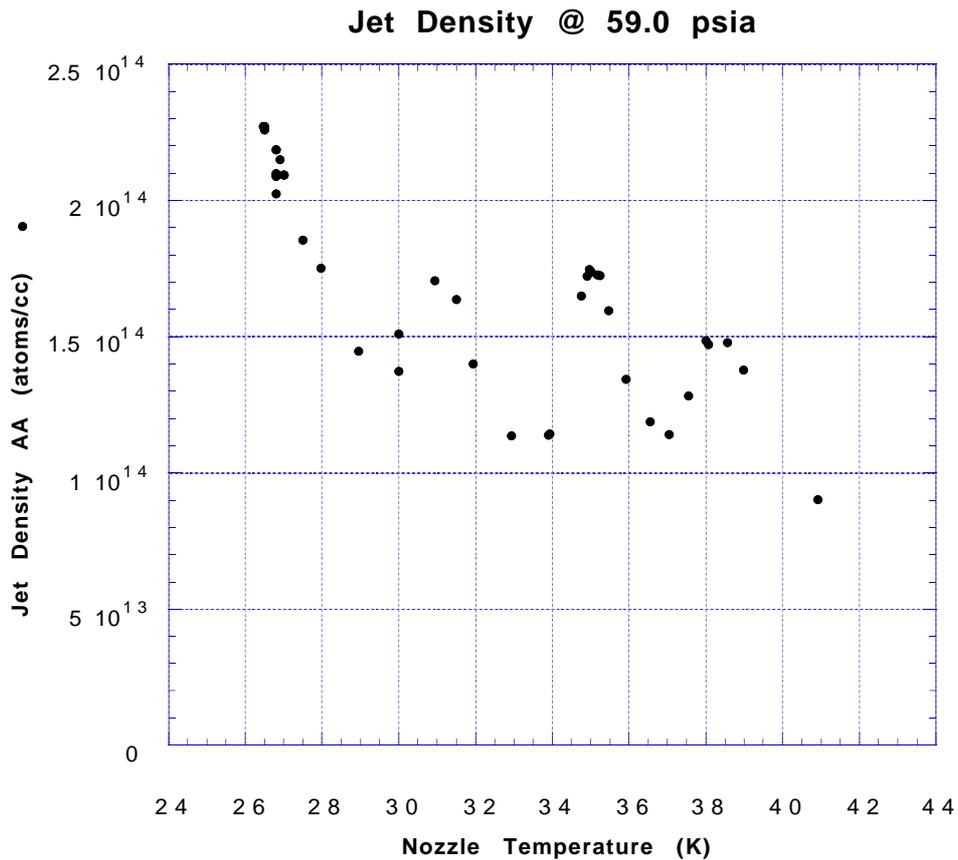
**Jet Density & Throughput in AA @8.8 psia**



**Jet Density in AA @43.7 psia**



(2.5.1.b)



(2.5.1.c)

Fig. 2.5.1: Grafici della densita' del bersaglio nella zona di interazione e del *throughput* in AA a) a temperatura costante; b) e c) a pressione costante. Uno stesso valore di densita' si puo' ottenere per diverse coppie di pressione e temperatura.

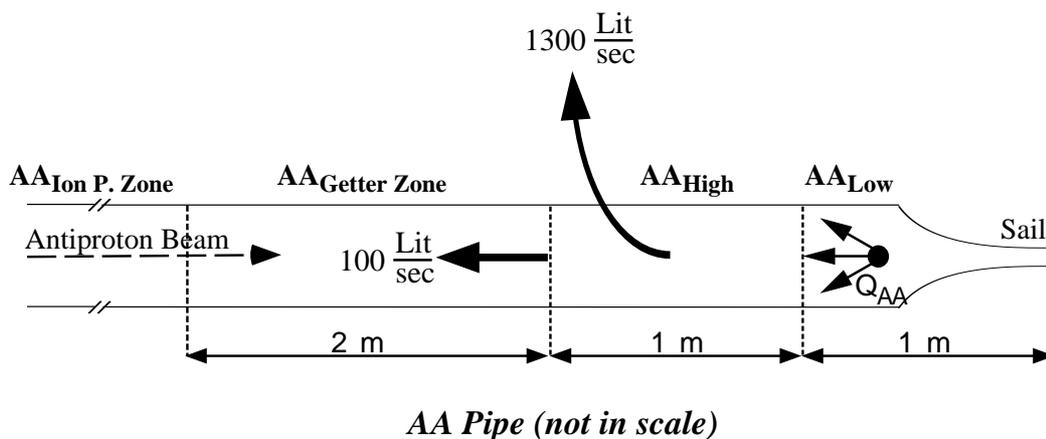


Fig. 2.6.1: L'Antiproton Accumulator vicino alla regione di interazione (i rivelatori sono posti intorno alla *sail*).

Se indichiamo con  $d_T$  lo spessore della zona "bersaglio" e con  $\rho_T$  la densita' di gas presente, la Jet Target Efficiency assumerà, allora, la forma

$$JTE = \frac{\left(\frac{dn_T}{dt}\right)}{\left(\frac{dn_{tot}}{dt}\right)} = \frac{\rho_T \cdot d_T}{\rho_T \cdot d_T + \rho_1 \cdot d_1 + \rho_2 \cdot d_2 + \rho_3 \cdot d_3 + \rho_4 \cdot d_4}, \quad (2.6.2)$$

dove  $n_T$  e' il numero di eventi visti dal rilevatore. Conoscendo  $\rho_T$ ,  $Q_{AA}$  e le velocita' di pompaggio delle pompe installate lungo l'*Antiproton Accumulator*, si risale alla densita' di gas in ciascuna zona e, tramite la 2.6.2, si dà una misura della JTE.

Descrivo, ora, nel dettaglio le formule utilizzate per produrre i grafici di JTE al variare di pressione e temperatura del nozzle (si veda figura 2.6.1). Per calcolare la densita' di idrogeno in ciascuna zona, immettendo un certo  $Q_{AA}$ , e' necessario conoscere le rispettive velocita' di pompaggio. In  $AA_{HIGH}$  sono state poste due pompe turbo molecolari (chiamate AA1 e AA2) le cui velocita' di pompaggio sono 650 *lit/sec* ciascuna. A causa della conduttanza del tubo (100 *lit/sec*),  $S_{AA_{Low}}$  misurata e' risultata essere 940 *lit/sec* e si e' considerata  $S_{AA_{High}} = (650 \cdot 2 + 100) \text{ lit/sec} = 1400 \text{ lit/sec}$ .

Tramite la 2.3.3, la pressione nella zona  $AA_{LOW}$ , si scrive

$$P_{AA_{Low}} = \frac{Q_{AA}}{S_{AA_{Low}}} \quad (2.6.3)$$

e, pertanto, quella in  $AA_{HIGH}$  risulta essere

$$P_{AA_{High}} = \frac{Q_{AA}}{S_{AA_{High}}} = P_{AA_{Low}} \cdot \frac{S_{AA_{Low}}}{S_{AA_{High}}}. \quad (2.6.4)$$

Considerando il gas termalizzato a 300K, mediante l'equazione di stato dei gas perfetti, si scrivono le densita' nelle due zone in questione.

Il *throughput* di idrogeno che si diffonde in  $AA_{GetterZone}$ , supponendo che qui la pressione sia molto minore rispetto a quella in  $AA_{HIGH}$ , e' semplicemente

$$Q_{AA_{GetterZone}} = \frac{100}{100 + 1300} \cdot Q_{AA} = \frac{1}{14} \cdot Q_{AA} \quad (2.6.5)$$

e, sempre tramite la 2.3.3, la pressione assume la forma

$$P_{AA_{GetterZone}} = \frac{Q_{AA_{GetterZone}}}{100} \quad (2.6.6)$$

da cui si ricava la densita'.

Per quanto riguarda la rimanente porzione dell'*Antiproton Accumulator* ( $AA_{IonP.Zone}$  di figura 2.6.1), vi e' stata installata una pompa ionica ogni circa 20 metri. Ai fini del calcolo della JTE, la pressione in questa regione e' da considerare trascurabile rispetto alle pressioni delle altre tre zone.

Grazie a queste relazioni, la definizione 2.6.2 diventa

$$JTE_{WithGetter} = \frac{\rho_T \cdot d_T}{\rho_T \cdot d_T + \rho_{AA_{Low}} \cdot d_{AA_{Low}} + \rho_{AA_{Low}} \cdot \frac{S_{AA_{Low}}}{S_{AA_{High}}} \cdot d_{AA_{High}} + \frac{1}{14} \frac{S_{AA_{Low}}}{S_{AA_{GetterZone}}} \cdot d_{AA_{GetterZone}}} \quad (2.6.7)$$

(si vedano le distanze riportate in figura 2.6.1).

E' stata molto discussa l'opportunita' di installare una pompa getter per ridurre ulteriormente la densita' di idrogeno diffuso nell'Antiproton Accumulator. Questo provvedimento indurrebbe a trascurare, nella formula 2.6.7, la pressione in  $AA_{GetterZone}$ , in queste condizioni molto minore di  $P_{AAHigh}$  e  $P_{AALow}$ . La JTE, pertanto, si scriverebbe

$$JTE_{WithGetter} = \frac{\rho_T \cdot d_T}{\rho_T \cdot d_T + \rho_{AALow} \cdot d_{AALow} + \rho_{AALow} \cdot \frac{S_{AALow}}{S_{AAHigh}} \cdot d_{AAHigh}}. \quad (2.6.8)$$

Come si vede dai grafici di figura 2.6.2 (si veda nota 5, paragrafo 2.5, ultimo capoverso), che mostrano le misure prese in diverse condizioni di pressione della linea e temperatura del nozzle, l'installazione della getter comporta un guadagno medio del 4% nell'efficienza della macchina<sup>6</sup>.

In figura 2.6.2 e' anche riportato l'andamento del rapporto Segnale/Rumore. Questa grandezza e' definita come il rapporto tra il numero di annichilazioni "utili" (Segnale), nell'unita' di tempo, e il numero di annichilazioni al di fuori della zona dell'Antiproton Accumulator monitorata dai rivelatori (Rumore), nell'unita' di tempo. Anche il rapporto Segnale/Rumore assume due forme a seconda che si installi o meno la pompa Getter. Nei grafici di figura 2.6.2 e' riportato l'andamento supponendo la Getter installata. La scrittura per questa grandezza e'

$$S/N_{WithGetter} = \frac{\rho_T \cdot d_T}{\rho_{AALow} \cdot d_{AALow} + \rho_{AALow} \cdot \frac{S_{AALow}}{S_{AAHigh}} \cdot d_{AAHigh}}. \quad (2.6.9)$$

## § Paragrafo 2.7 : Il miglior cammino sul piano (P,T).

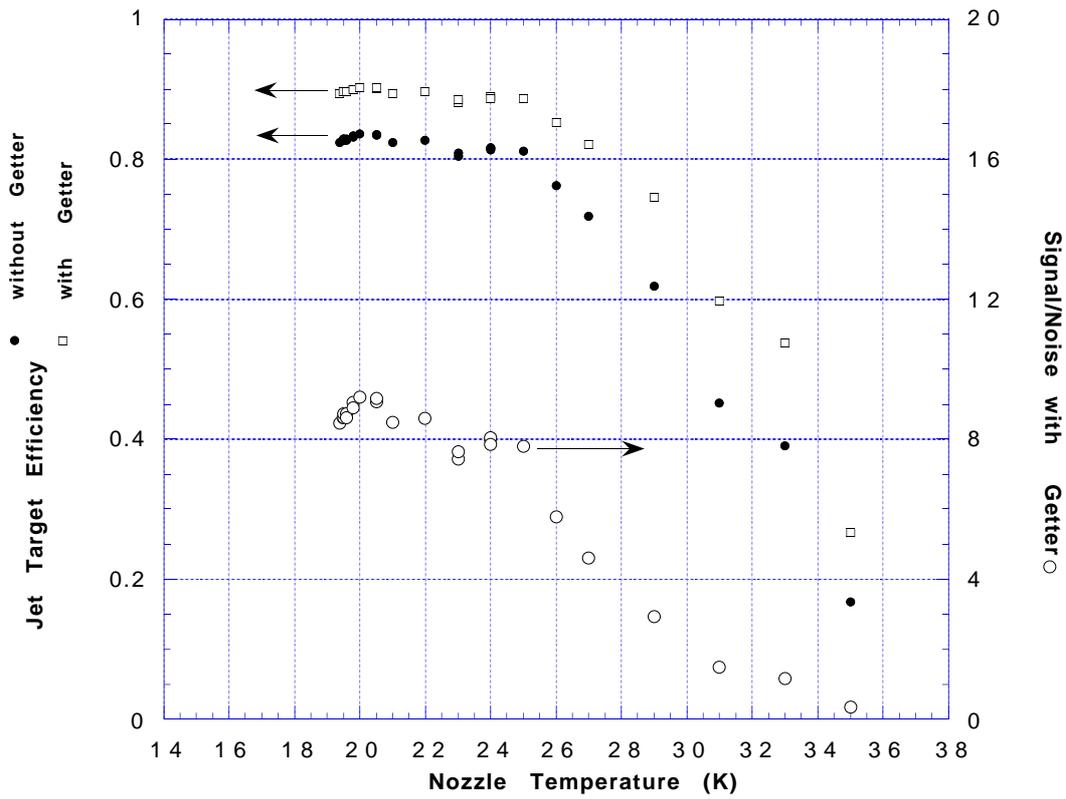
Avendo determinato il valore della densita' del bersaglio e della JTE (si veda paragrafo § 2.6) per varie condizioni di pressione della linea ( $P_0$ ) e di temperatura del nozzle ( $T_0$ ), e' stato possibile operare la scelta delle coppie ( $P_0, T_0$ ), al fine di ottenere la densita' voluta con la massima JTE. Queste condizioni definiscono una curva sul piano (P,T), su cui le due variabili Pressione e Temperatura non sono piu' indipendenti.

Un vincolo di cui tenere conto, nella scelta di tale cammino, e' la curva di transizione Gas-Liquido per l'idrogeno. Come ci si aspettava da considerazioni di teoria cinetica (si veda piu' avanti in questo paragrafo), il miglior *path* e' risultato essere una curva vicino alla transizione di fase per idrogeno (si veda figura 2.7.1).

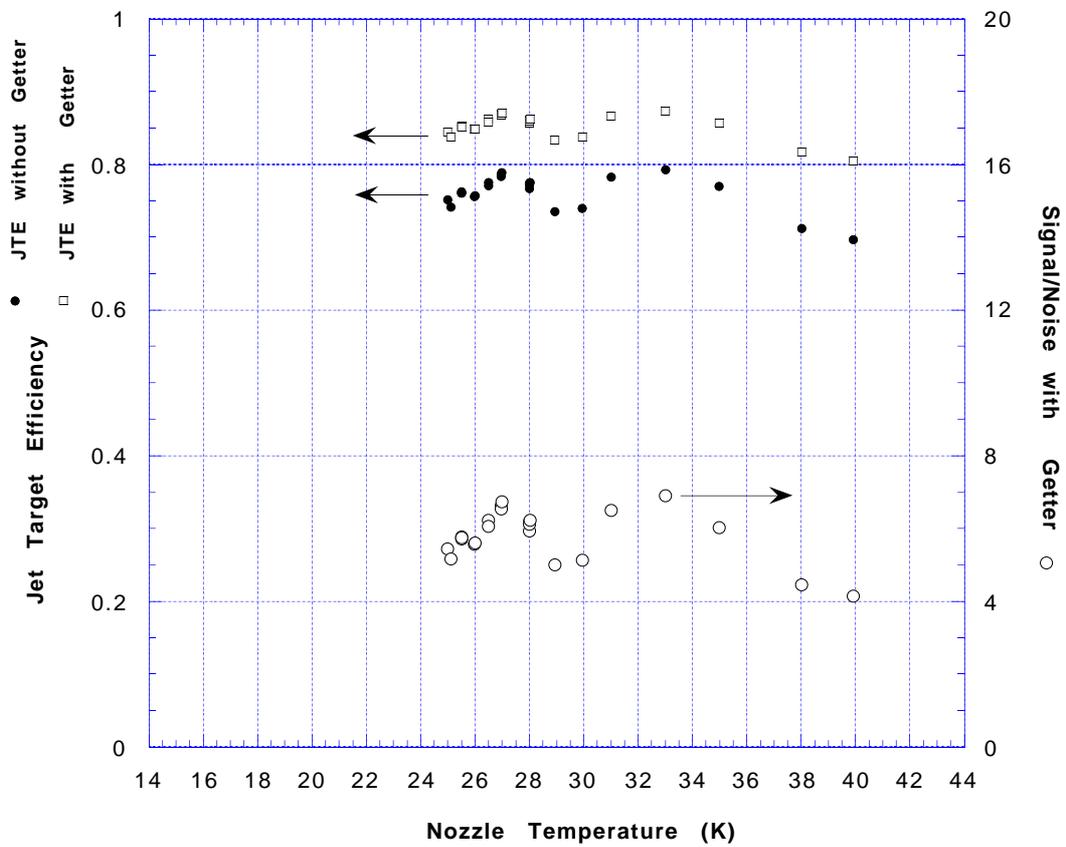
Come si puo' osservare dai grafici di figura 2.6.2 *a*, a pressione costante, gli andamenti della JTE presentano, al variare della temperatura, diversi distinti picchi (nel caso di figura 2.6.2 se ne vedono due: a 7 *psia* per  $T_0=20K$  e  $T_0=24K$ ; a 36.5 *psia*

<sup>6</sup> Questo valore e' stato ricavato anche con la versione definita del *fore vacuum*.

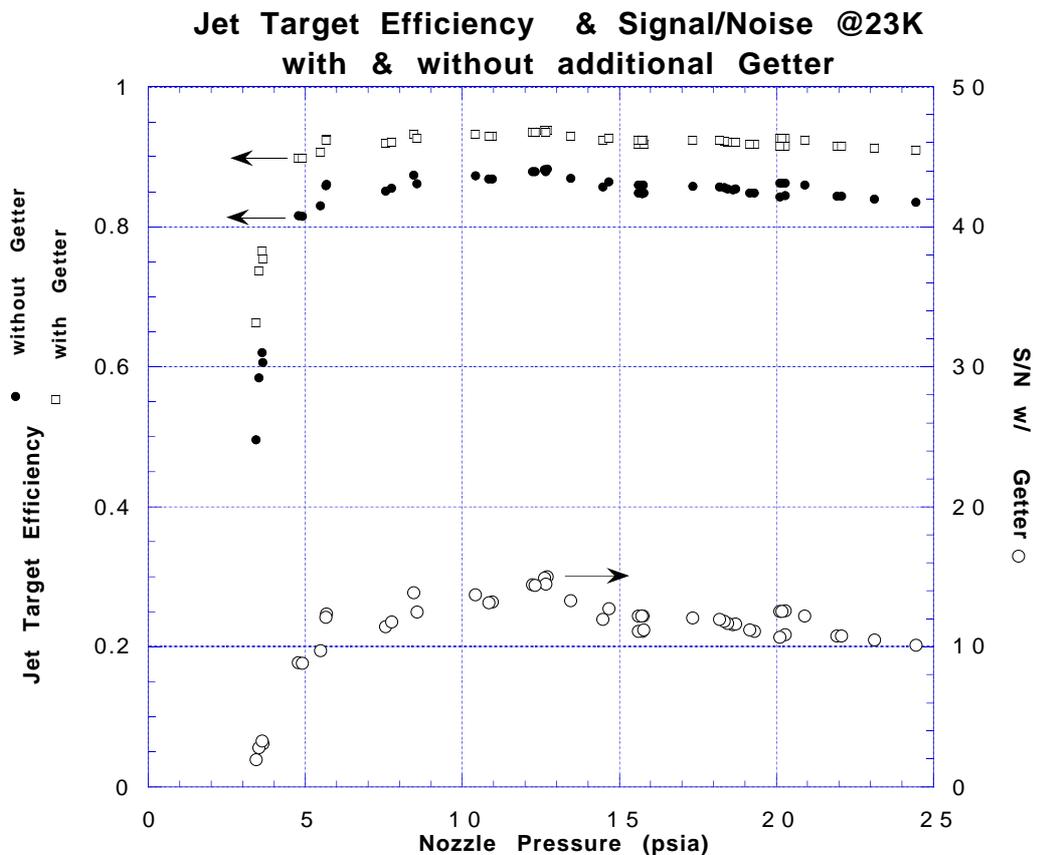
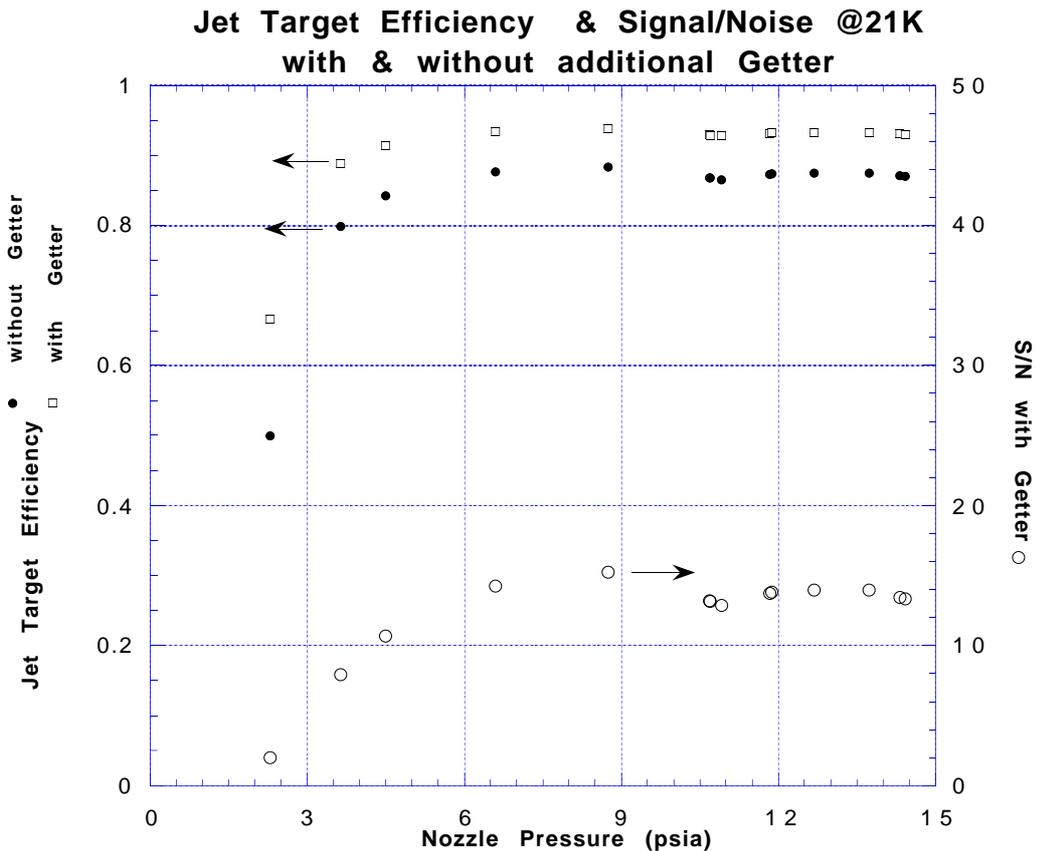
### Jet Target Efficiency & Signal/Noise @7 psia



### Jet Target Efficiency & Signal/Noise @36.5 psia



(2.6.2.a)



(2.6.2.b)

Fig. 2.6.2:La Jet Target Efficiency a) a pressione costante; b) a temperatura costante. Installando la pompa Getter si guadagna circa il 4% nell'efficienza della macchina.

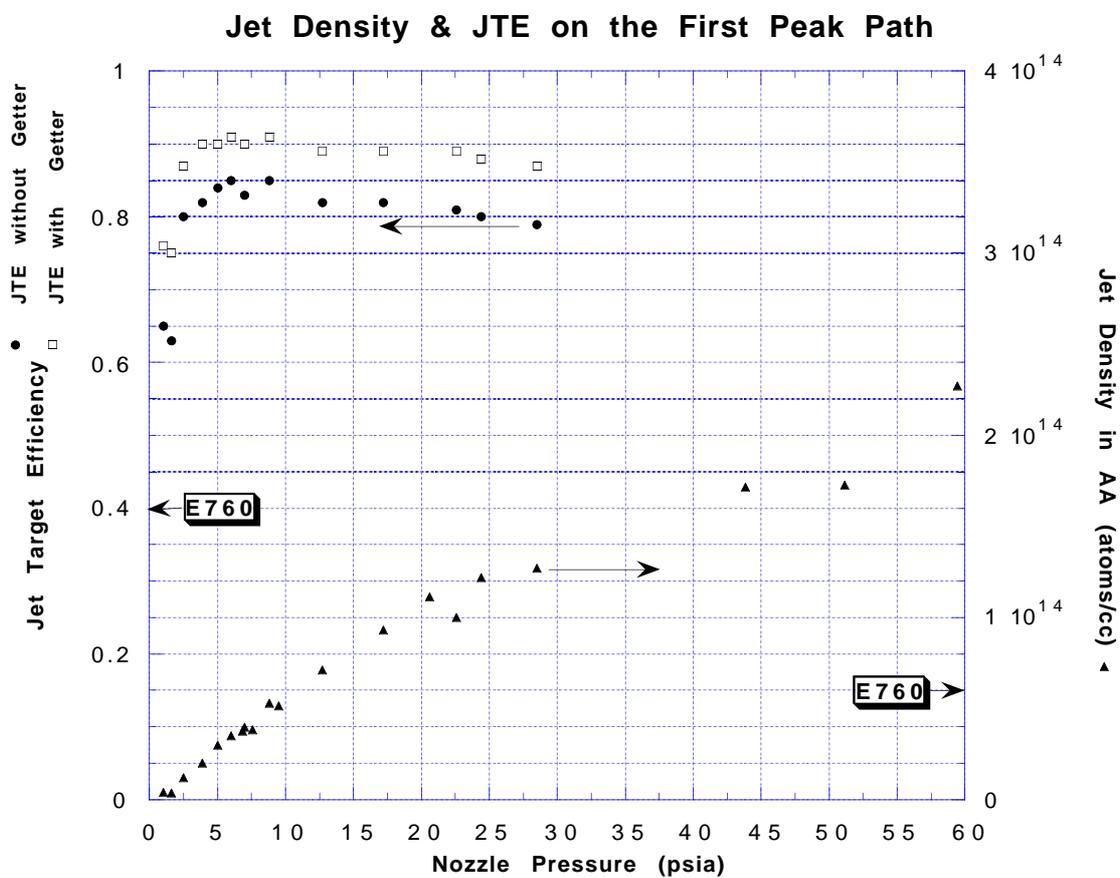
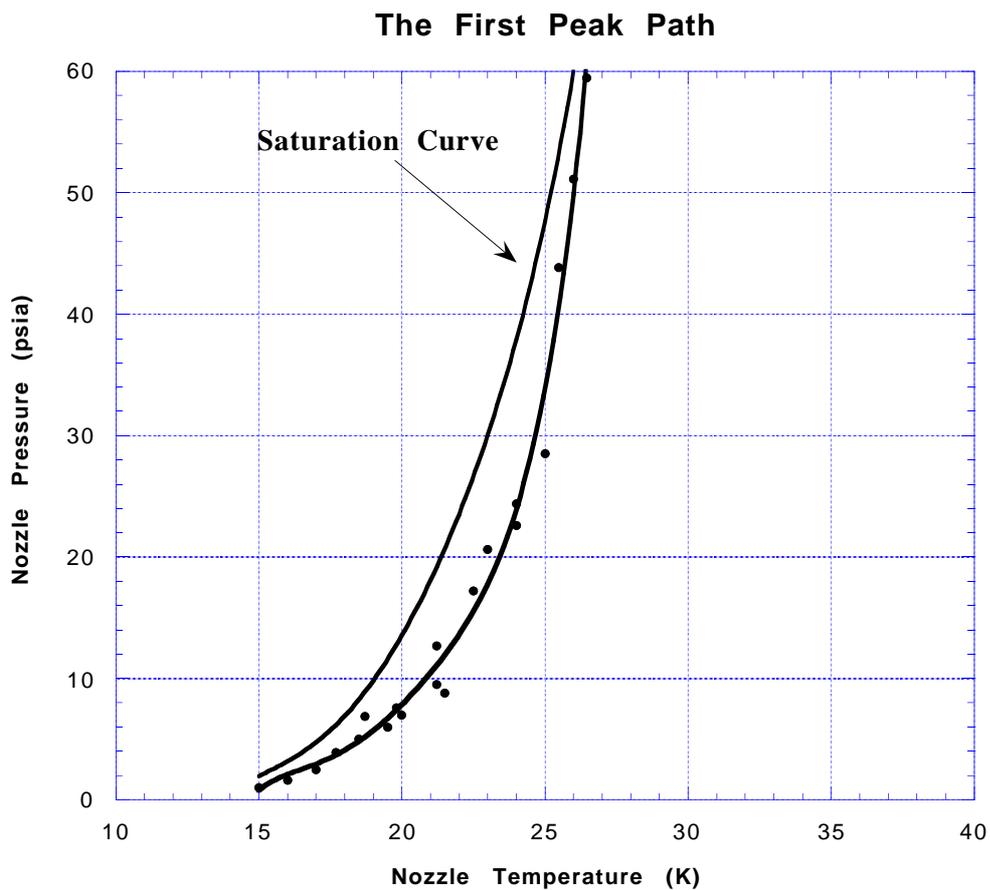
per  $T_0=27K$  e  $T_0=33K$ ). Scegliendo le coppie di pressione e temperatura corrispondenti a tali massimi di JTE, si sono ottenuti tre cammini sul piano  $(P_0, T_0)$ , detti di "primo picco" (per il massimo di JTE che, nei grafici a temperatura costante, corrisponde alla pressione minima) di "secondo picco" e di "terzo picco".

Come si vede dai grafici di figura 2.7.1, al di sotto dei 10 *psia* tutte le curve coincidono. Infatti, per tali valori della pressione, la formazione di liquido consente di lavorare a temperature per cui e' possibile mettere in evidenza un solo massimo di JTE. Al di sotto dei 40 *psia*, si riscontrano, invece, due soli picchi, che diventano tre (o piu') per pressioni superiori.

Su questi cammini, sono stati riportati i valori di densita' del bersaglio e di Jet Target Efficiency. Questi ultimi non sono riportati per pressioni superiori ai 40 *psia*, dal momento che questi dati sono stati presi nell'Ottobre '95, periodo in cui la configurazione del sistema di pompaggio non era adeguata alle misure in condizione di alto flusso dal nozzle (si veda paragrafo § 3.5). Tramite questi grafici, ci si e' convinti che per ottenere alte densita' con bassi fondi, il "cammino" piu' conveniente e' quello piu' vicino alla curva di saturazione.

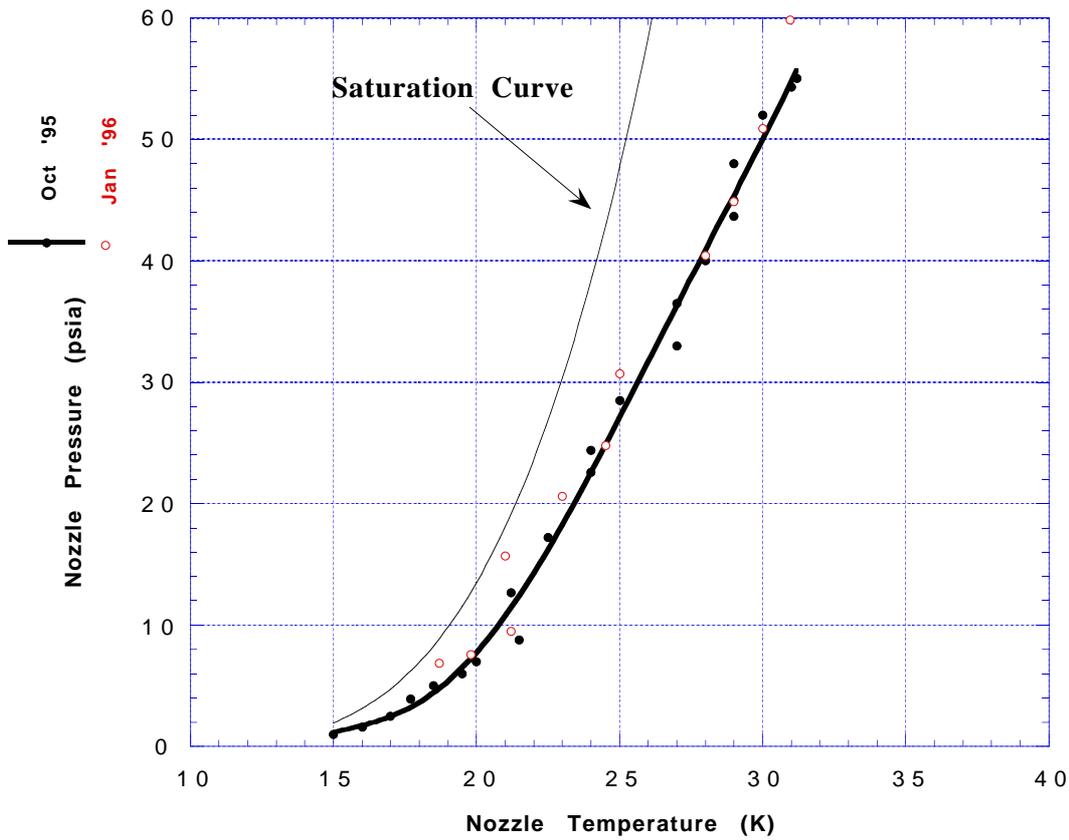
Nel Febbraio '96 la macchina ha raggiunto la sua configurazione definitiva. Il *fore vacuum* dello stadio di recupero (si veda paragrafo § 3.5) e' stato riprogettato in maniera tale che, anche in condizioni di massimo flusso dal nozzle, non si mandi idrogeno nell'*Antiproton Accumulator* attraverso le bocche di uscita delle pompe. Così facendo, la pressione in AA dipende solamente dal flusso di gas diffuso tramite le camere e dalla velocita' di pompaggio delle pompe. Inoltre, grazie alla precisione del sistema di allineamento del fascio, si e' potuto diminuire il diametro dello skimmer tra J1 e J2. Cio' abbassa la pressione in J2, non modificando le dimensioni del bersaglio (definite sempre dallo skimmer tra J2 e J3). La bassa pressione raggiunta in J2 permette di considerare trascurabile la percentuale di idrogeno che evapora dai cluster, per urto con il gas diffuso durante il passaggio nella camera. Inoltre, queste due modifiche hanno permesso di abbassare di un ordine di grandezza la pressione in AA.

In queste condizioni, sono state rifatte le misure nelle vicinanze della curva di transizione, ottenendo il cammino di miglior JTE su cui variare la densita' (si veda grafico 2.7.2). Si riescono a produrre in maniera stabile densita' che vanno da  $1.5 \cdot 10^{13}$  *atomi/cc* a  $3.6 \cdot 10^{14}$  *atomi/cc*, con JTE che si aggirano intorno al 93% senza la Getter e al 96% con la Getter.

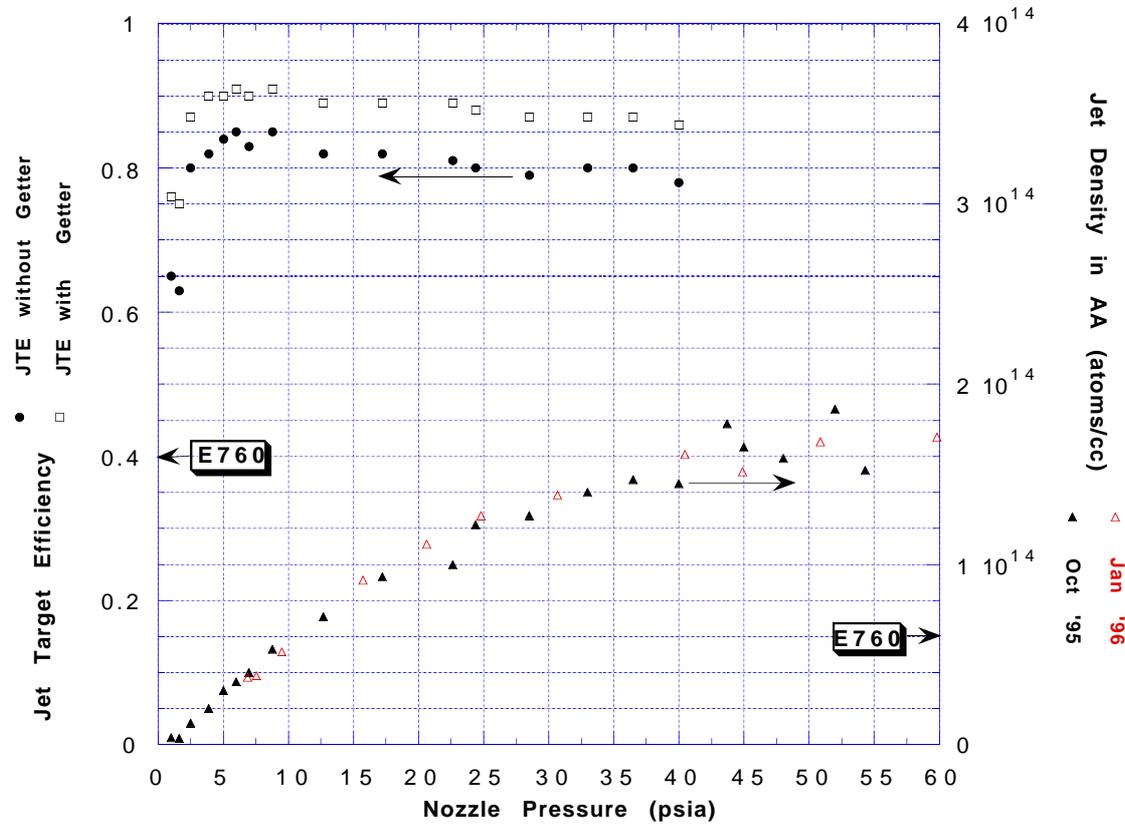


(2.7.1.a)

### The Second Peak Path



### Jet Density & JTE on the Second Peak Path



(2.7.1.b)

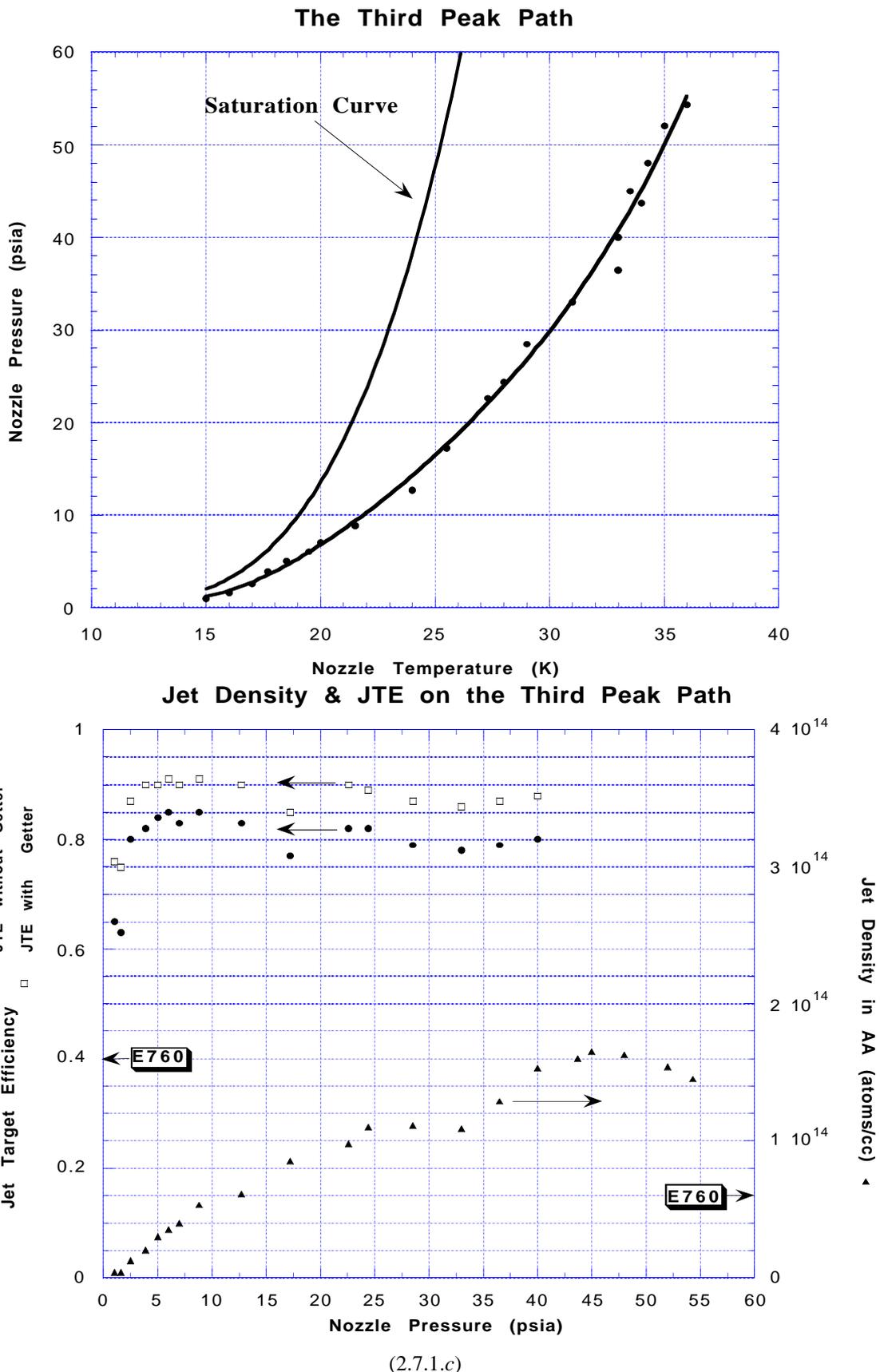


Fig. 2.7.1: I cammini di picco sul piano  $(P_0, T_0)$ , dai dati dell'Ottobre '95 e Gennaio '96. Su questi cammini sono riportati densita' e JTE. Nel cammino di secondo picco (b) si noti anche la riproducibilita' delle condizioni di lavoro tra l'Ottobre '95 e il Gennaio '96.

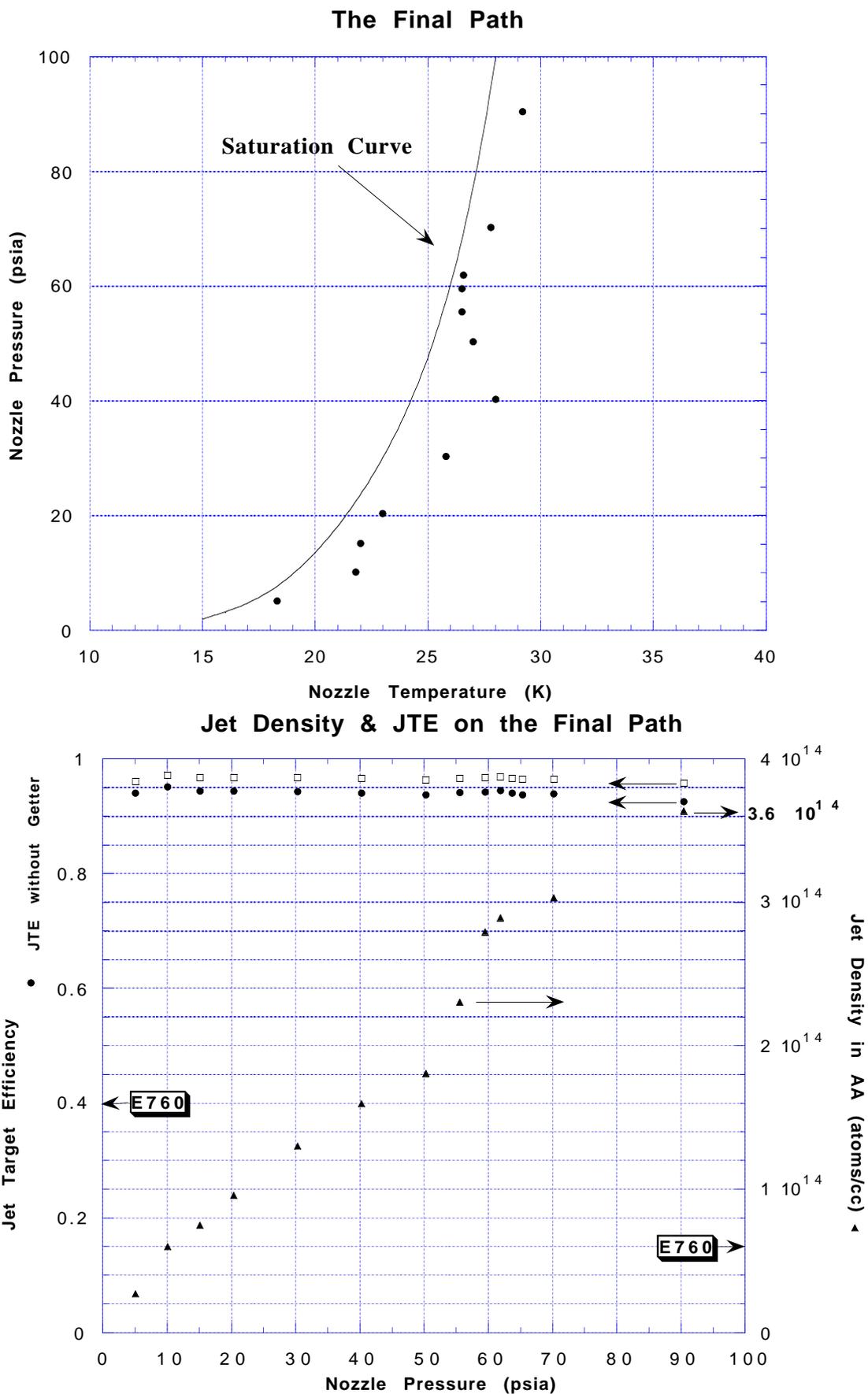


Fig.2.7.2: Il miglior cammino sul piano  $(P_0, T_0)$ . La densita' massima e'  $3.6 \cdot 10^{14}$  atomi/cc, con JTE del 96% con Getter e del 93% senza Getter.

In realta', ci si aspettava che il miglior cammino fosse vicino alla curva di saturazione da considerazioni di teoria cinetica.

$$\bullet \quad \dot{m} \propto \frac{P_0}{\sqrt{T_0}} \quad (2.7.1)$$

e' l'andamento del flusso di idrogeno clusterizzato uscente dal nozzle, in funzione della pressione della linea di idrogeno e della temperatura del nozzle. In tutto il capitolo 2, tale grandezza e' indicata come  $Q_{J1}$ . Qui, per ricordare la derivazione teorica della formula, viene indicata con  $\dot{m}$ .

$$\bullet \quad \Phi_{Jet} \propto \beta(T_0, P_0) \cdot \dot{m} \quad (2.7.2)$$

esprime il flusso di atomi di idrogeno, passanti attraverso la zona di interazione, in funzione della *cluster fraction*  $\beta$  (si veda paragrafo § 2.8) e del *throughput* uscente dal nozzle. La misura operativa di  $\Phi_{Jet}$  (si veda paragrafo § 2.3) si ottiene moltiplicando la pressione in R1 per la velocita' di pompaggio di R1 e dividendo per  $RT$ , dove  $R$  e' la costante dei gas perfetti e  $T$  e' la temperatura del gas (300 K). L'equazione discende direttamente dalla definizione di *cluster fraction*.

$$\bullet \quad V_{Cl} \propto \sqrt{T_0} \quad (2.7.3)$$

e' l'andamento della velocita' dei cluster del bersaglio in funzione della temperatura del nozzle (si veda formula 2.4.3).

$$\bullet \quad \rho = \frac{\Phi_{Jet}}{A_{jet} \cdot V_{Cl}} \quad (2.7.4)$$

e' la definizione operativa di densita' del fascio (si veda formula 2.1.1).  $A_{jet}$  e' la sezione del bersaglio nella zona di interazione.

$$\bullet \quad Q_{AA} \propto \beta(T_0, P_0) \cdot \dot{m} \quad (2.7.5)$$

e' il *throughput* di idrogeno che da J2 diffonde verso l'*Antiproton Accumulator*. Tra J2 e J3 viene definita l'apertura angolare del fascio ( $1.5^\circ$ ) tramite uno skimmer di dimensioni orpportune. I cluster non contenuti in quest'angolo termalizzano urtando con le pareti, incrementando la pressione nella camera. Nell'ipotesi che la distribuzione angolare del flusso di gas uscente dal nozzle sia costante, il *troughput* in J2 e' proporzionale a  $\beta$ . E' questa la maggior fonte di "rumore" presente in tutta la macchina..

$$\bullet \quad S/N \propto \frac{\rho}{Q_{AA}} \quad (2.7.6)$$

e' legata alla definizione del rapporto Segnale/Rumore (si veda formula 2.6.11).

Sostituendo opportunamente le equazioni sopra riportate, si ottiene una nuova forma per la densita' del bersaglio e per il rapporto Segnale/Rumore:

$$\rho \propto \beta(T_0, P_0) \cdot \frac{P_0}{T_0} \quad (2.7.7)$$

$$S/N \propto \frac{1}{\sqrt{T_0}}. \quad (2.7.8)$$

In altre parole, per avere alti rapporti Segnale/Rumore, e' necessario lavorare a bassa temperatura. Inoltre, nei limiti in cui la *cluster fraction* si puo' considerare crescente al crescere della pressione, per avere elevate densita' conviene lavorare, a parita' di temperatura, con pressioni vicine alla curva di saturazione liquido-vapore. Questa considerazione trova un buon riscontro in tutto l'intervallo di temperature considerato (si veda figura 2.7.2 ed e' particolarmente calzante per temperature costanti e inferiori ai 20K. Per questi valori, infatti, la *cluster fraction* e' monotona crescente, non venendo messo in evidenza il caratteristico andamento a piu' picchi (si veda figura 2.8.1), perche' la formazione di liquido impedisce di fare misure per pressioni maggiori di quelle considerate. Similmente, l'allontanamento della curva di miglior cammino dalla curva di saturazione e' spiegabile considerando che in alcune situazioni si ha un picco di *cluster fraction* non coincidente con la curva di saturazione (si veda grafico a 23K di figura 2.8.1, per 22 psia).

Considerazioni analoghe a queste hanno giustificato, nel programma di modifica della Jet Target di E760, la sostituzione del sistema di raffreddamento ad azoto liquido con il criogeneratore ad elio. Hanno, inoltre, suggerito il tentativo di riscaldare la linea di idrogeno, per ottenere cammini di massimo rapporto Segnale/Rumore il piu' vicino possibile alla curva di saturazione liquido-vapore (si veda paragrafo § 3.3).

### § Paragrafo 2.8 : La *Cluster Fraction*.

La *cluster fraction* e' il rapporto tra il *throughput* in R1 e il *throughput* in J1. Questa grandezza, indicata con la lettera  $\beta$ , da' una misura della frazione di gas, uscente dal nozzle, selezionato per formare il bersaglio dallo skimmer tra J2 e J3.

Sperimentalmente e' stato osservato che la *cluster fraction*, sia lungo isobare sia lungo isoterme, ha il caratteristico andamento a piu' picchi, gia' messo in evidenza nella misura della densita' e della JTE. Un punto, a mio avviso, interessante, che non si ha avuto il tempo di approfondire, consiste nel determinare se tali picchi siano dovuti alla variazione di percentuale di cluster prodotti nel nozzle o al cambiamento della loro distribuzione angolare. Per discriminare i due fenomeni, si potrebbe determinare la distribuzione angolare del gas uscente dal nozzle, misurando l'incremento di pressione in R1 al variare della posizione angolare del nozzle. Ripetendo la misura per diverse condizioni di pressione e temperatura del nozzle, si vedrebbe quanto questa distribuzione angolare varia al variare delle condizioni di lavoro del nozzle.

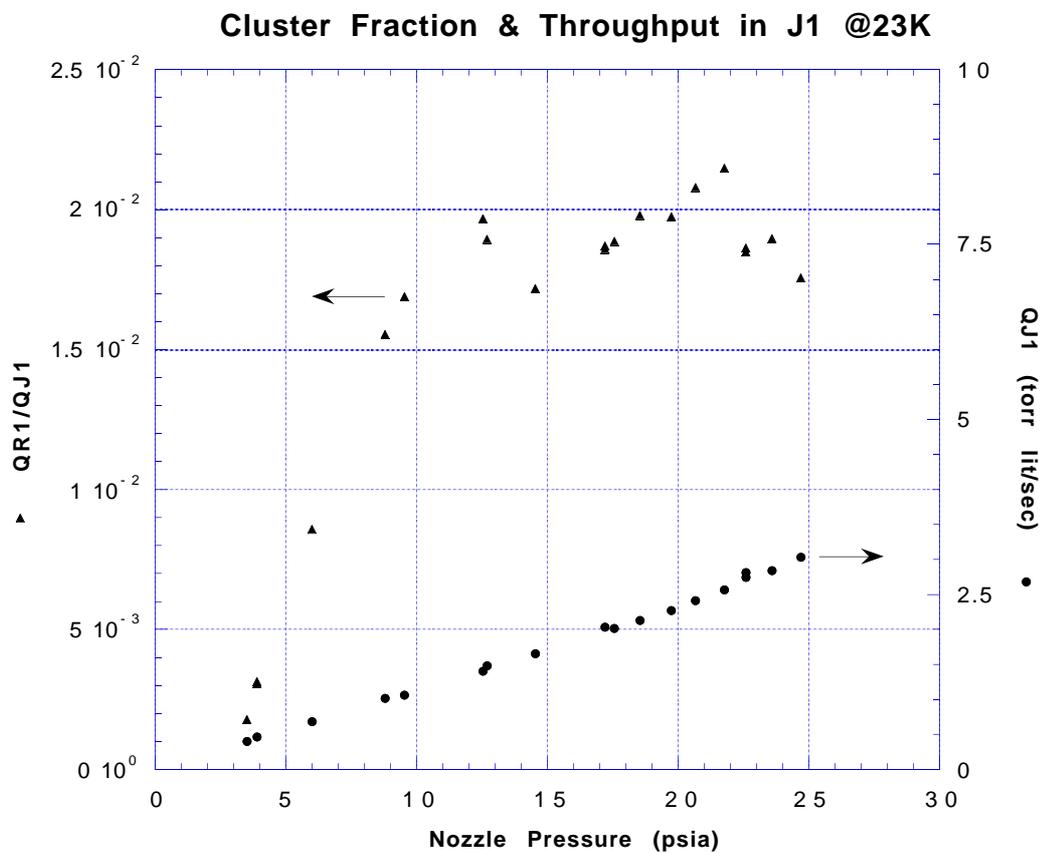
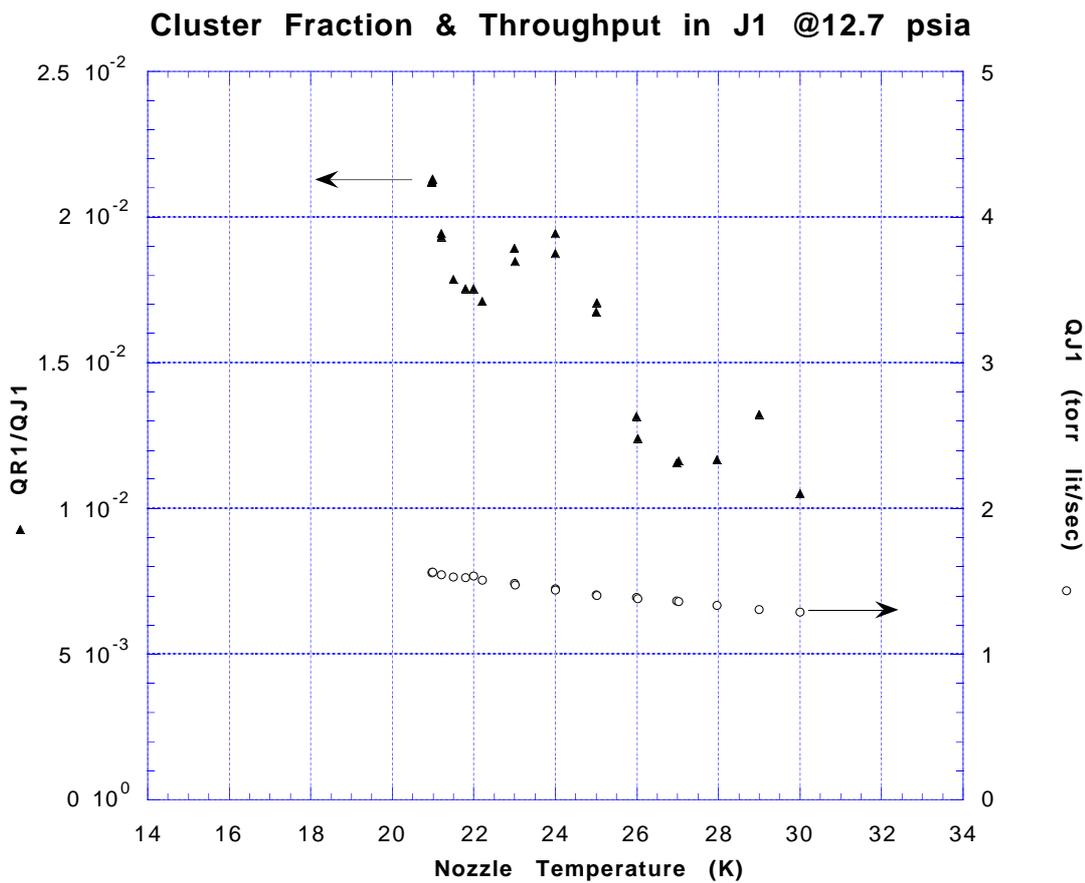


Fig 2.8.1: La *cluster fraction* e il *throughput* in J1. I picchi di  $\beta$  sono presenti sia nei grafici a temperatura costante, sia in quelli a pressione costante.

Rispetto alla Jet Target impiegata in E760, il valore di *cluster fraction* e' aumentato, in alcune condizioni, anche di un fattore 20. Cio' ha permesso di raggiungere densita' al di sopra dei  $10^{14}$  *atomi/cc*, ma ha costretto a rivedere il sistema di pompaggio, non progettato per far fronte a cosi' alti flussi in J2 (si veda paragrafo § 3.5).

Per quanto riguarda la misura di  $Q_{J1}$ , e' importante sottolineare un dettaglio di cui non si era ancora fatta menzione. Generalmente, infatti, si sono determinati i *throughput* nelle camere, misurando le pressioni ed utilizzando la relazione 2.3.3. Questo semplice calcolo era possibile perche' si era dato un valore alla velocita' di pompaggio  $S$ , per le varie camere, mediante l'uso di un flusso calibrato. Lavorando con *throughput* uscenti dal nozzle di qualche *torr-lit/sec*, in J1 si ottengono pressioni di  $10^{-3}$  *torr*. La pompa turbo molecolare montata in J1 e', quindi, costretta a lavorare in un range di pressioni in cui la sua velocita' di pompaggio dipende molto dalla pressione stessa (si veda figura 2.8.2 [14] e A.2.2). Non si puo' dunque utilizzare direttamente un unico valore di velocita' di pompaggio nella relazione 2.3.3 per calcolare  $Q_{J1}$ .

**Typical pumping speed measurement**

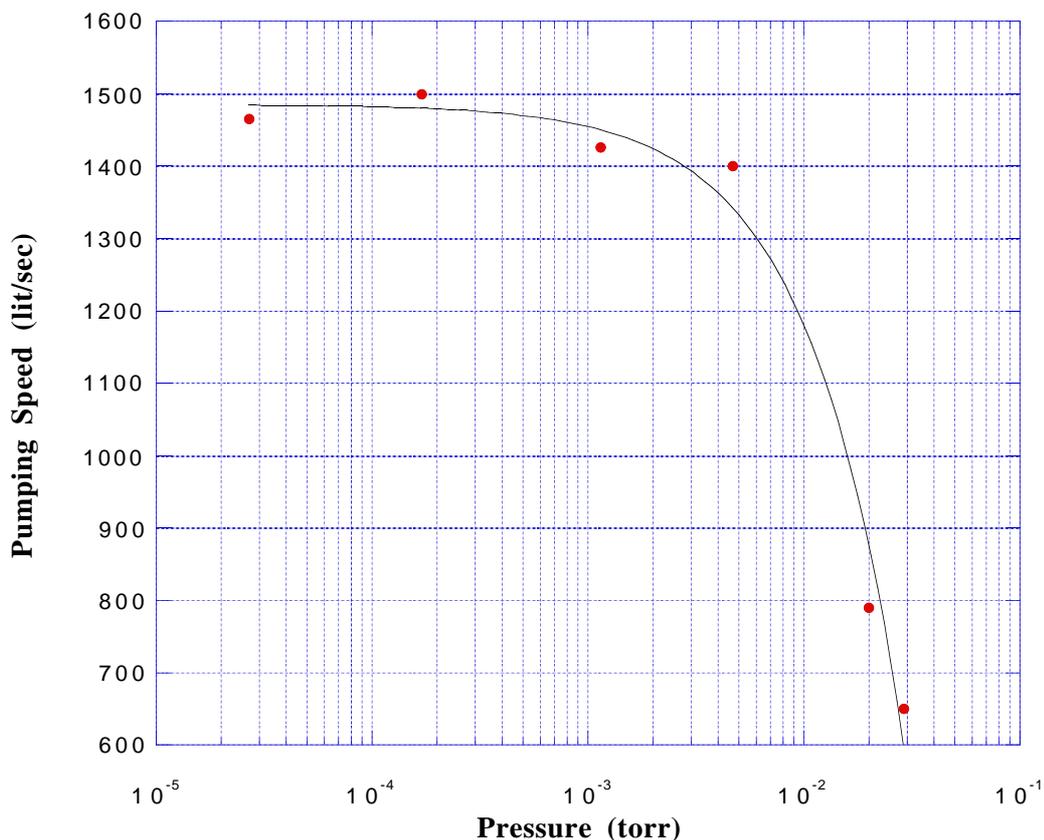


Fig.2.8.2: Tipica curva di variazione della velocita' di pompaggio di una pompa turbo molecolare, al variare della pressione alla bocca della pompa stessa.

Le velocita' di pompaggio misurate mediante flussi calibrati, in differenti condizioni di pressione, sono

$S_{J1}$ (lit/sec)	$P_{J1}$ (torr)
1000	$>10^{-2}$
2000	$>10^{-3}$
2300	$10^{-4}$

Le velocità di pompaggio intermedie sono state ricavate da queste per interpolazione lineare.

### § Paragrafo 2.9 : Il sistema di allineamento del fascio.

Per modificare la traiettoria del jet, in maniera da intercettare ottimamente il *beam* di antiprotoni, il nozzle è fissato su un sostegno mobile, pilotato, nei movimenti angolari, da due bracci meccanici (*angle positioner motion arm* : si veda figura 2.9.1). Inoltre, tutto il corpo è montato su una piattaforma, anch'essa mobile, che consente i movimenti traslazionali (*X-Y positioner base plate*). Tramite un *gauge* (R1XY), anch'esso mobile, posto nella camera R1 proprio sul fascio, è possibile operare la messa in asse del jet.

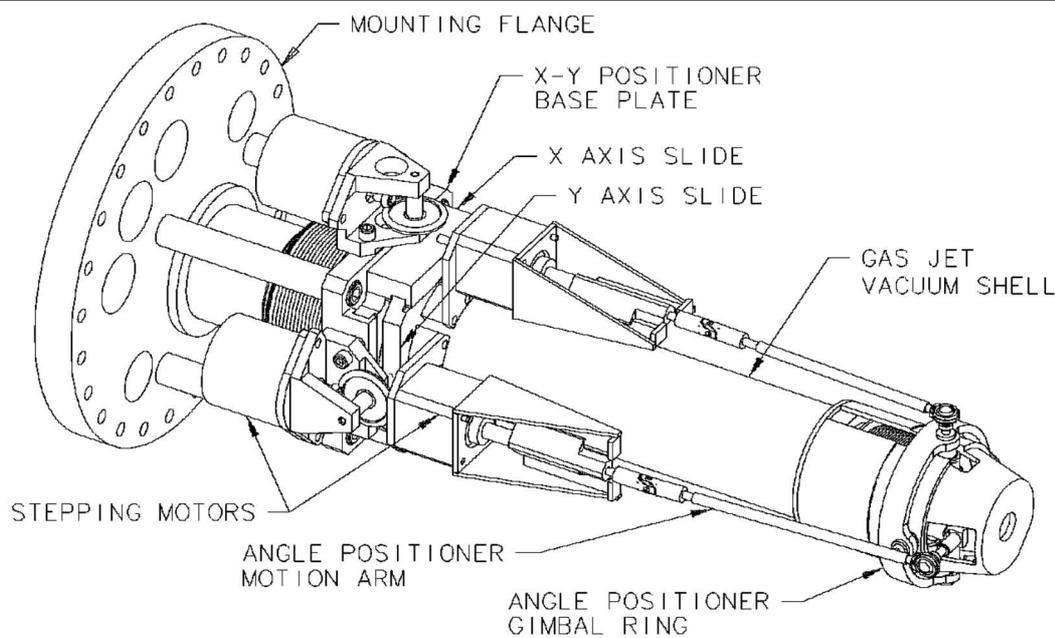


Fig. 2.9.1: Il corpo della macchina. Notare, in particolare, il sistema di allineamento del nozzle.

La procedura di allineamento avviene con il fascio attivato e consiste nel

- 1) posizionare R1XY sulla retta congiungente il nozzle ai centri degli skimmers (che definiscono la geometria ideale del bersaglio);
- 2) far traslare il nozzle lungo una direzione (per esempio orizzontalmente: direzione  $x$ ) fino al punto in cui R1XY registri il massimo di pressione;
- 3) far traslare il nozzle nella direzione perpendicolare (verticalmente: direzione  $y$ ) fino a leggere con R1XY il massimo;

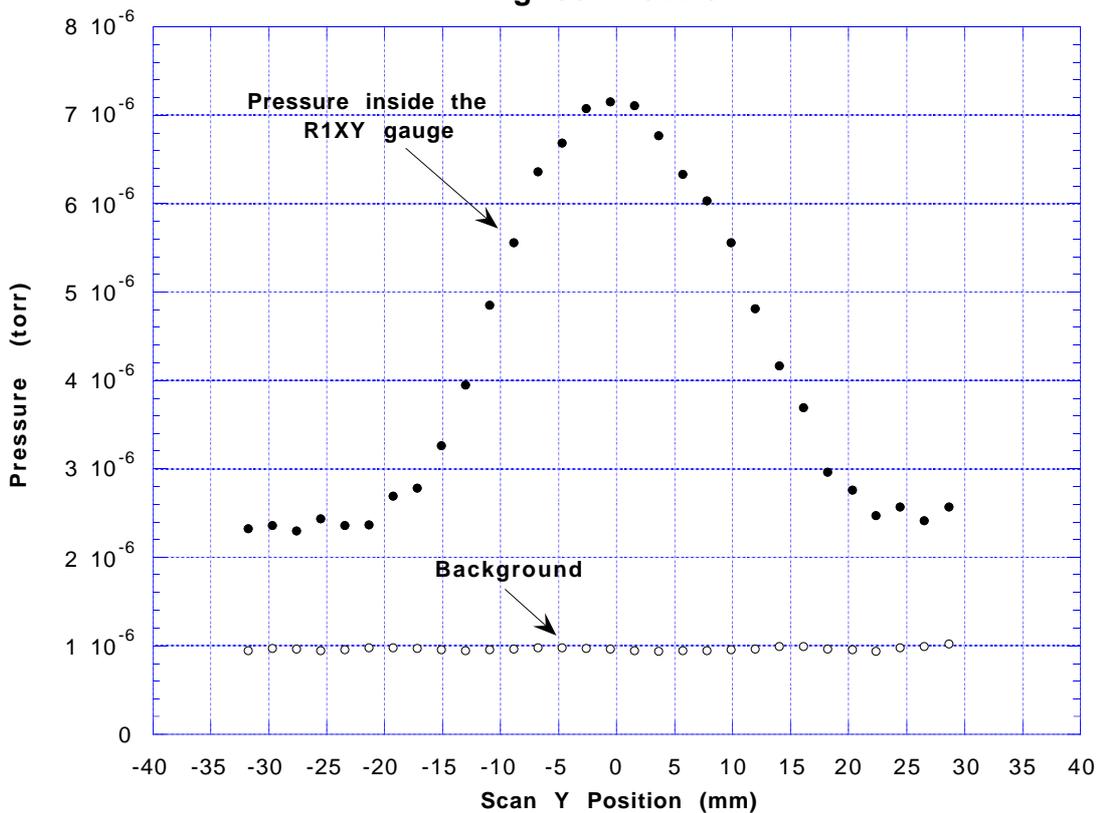
- 4) cambiare la posizione angolare del nozzle cercando di avere in R1XY il massimo di pressione;
- 5) ricominciare dal punto 1), fino ad avvenuto allineamento.

In laboratorio, si e' verificato che questa procedura a "tentativo ed errore" mettesse davvero in asse il nozzle. A questo scopo, e' stato montato un vetro trasparente nella flangia di R1 in cui il fascio si distrugge; tramite questo, avendo spostato R1XY, e' possibile eseguire otticamente l'allineamento con un cannocchiale, guardando direttamente il nozzle, alla luce di una piccola lampadina montata in J1. Questo metodo, senz'altro piu' diretto, ha lo svantaggio di non poter essere usato nella configurazione finale della Jet Target. Infatti, al posto della flangia, il progetto prevede l'installazione della pompa turbomolecolare R1 da 1000 *lit/sec* di velocita' di pompaggio.

Una volta allineato il nozzle otticamente, e' possibile registrare la distribuzione di densita' del fascio in R1, muovendo a piccoli passi R1XY. Cio' puo' essere utile per verificare che un allineamento fatto tramite la procedura sopra descritta, riproduca le stesse condizioni dell'allineamento ottico. In figura 2.9.2 sono riportati, in funzione della distanza dal centro geometrico, gli andamenti della pressione letta in una scansione verticale (direzione  $y$  per  $x=0$ ). I grafici, presi in condizioni di flusso differenti, riportano anche la pressione di fondo, letta da un altro *ion gauge* in R1. E' interessante notare che, tra i due grafici di figura 2.9.2, il fondoscala varia di un ordine di grandezza, fenomeno dovuto al differente flusso uscente dal nozzle.

Tramite questa tecnica, si e' anche registrata la distribuzione del jet (si veda figura 2.9.3) in un caso in cui si aveva il nozzle otticamente allineato, ma parzialmente ostruito (il flusso uscente dal nozzle era molto piu' basso di quello che ci si aspettava per quelle condizioni di pressione e temperatura). Interessante notare la deviazione del massimo di densita' dall'asse geometrico (punto 0 in ascissa). L'andamento ondualto del fondo e' probabilmente dovuto ad una instabilita' nell'emissione del flusso dal nozzle, costretto a lavorare in condizioni anomale. Grazie alla precisione del sistema di allineamento, e' stato montato, nella configurazione finale della macchina, uno skimmer tra J1 e J2 di diametro meta' rispetto a quello presente prima. Questa modifica, insieme alla riprogettazione del *fore vacuum* dello stadio di recupero (si veda paragrafo § 3.5), ha permesso di abbassare di circa un ordine di grandezza la pressione in AA, portando l'efficienza della macchina intorno al 95%.

**Jet shape with R1XY gauge @ 20K, 5psia.  
Aligned Nozzle**



**Jet shape with R1XY gauge @ 27K, 43psia.  
Aligned Nozzle**

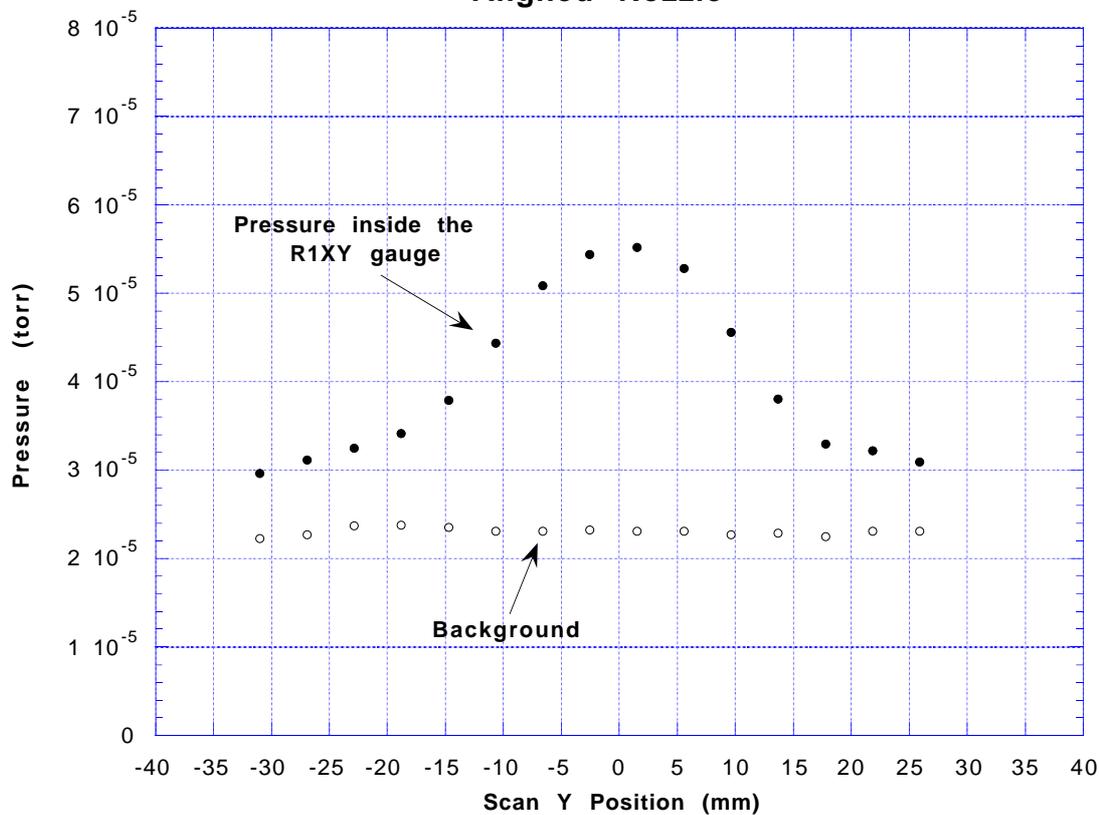


Fig. 2.9.2: La distribuzione di densita' del fascio nella camera R1, in funzione della posizione del gauge R1XY. Il Nozzle e' otticamente allineato.

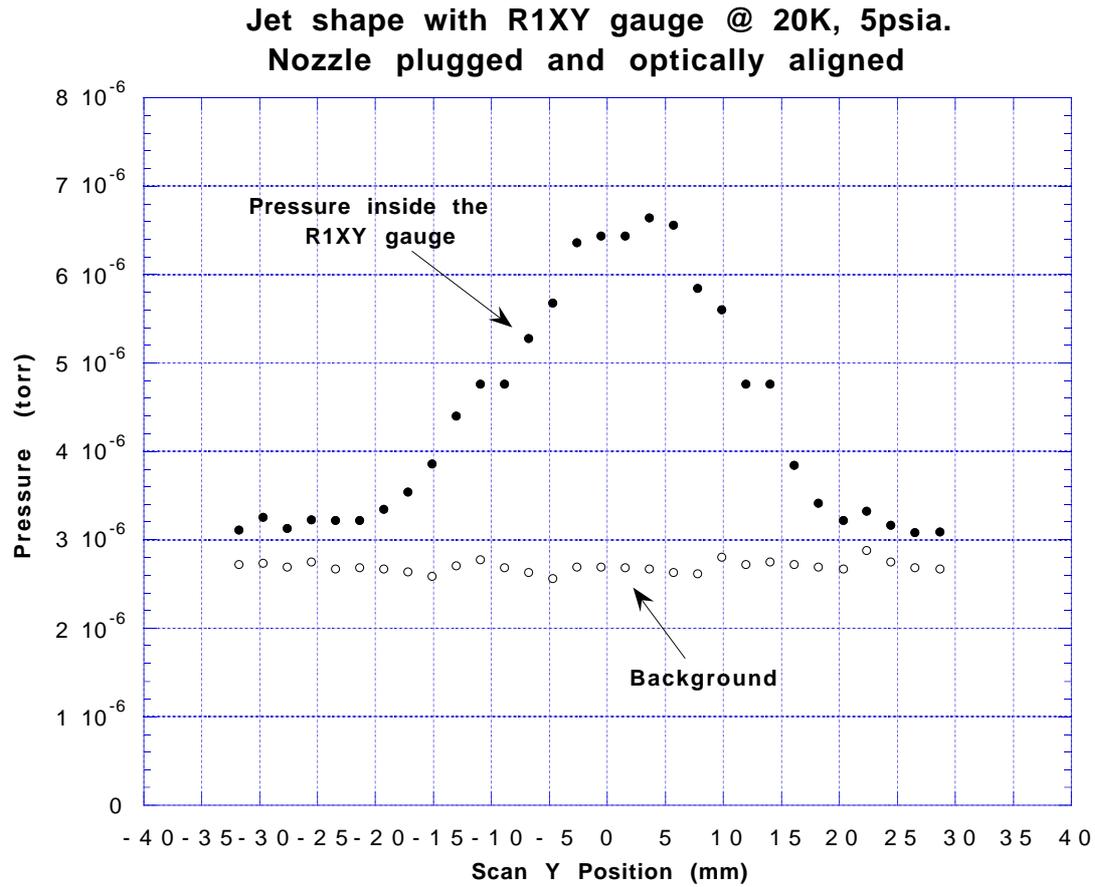


Fig. 2.9.3: La distribuzione di densita' del fascio nella camera R1, in funzione della posizione della *gauge* R1XY. Il Nozzle e' otticamente allineato, ma risulta essere parzialmente ostruito. Notare il massimo di densita' a +5mm dall'asse geometrico.

# Capitolo 3

## La divisione in apparati.

### § Paragrafo 3.0: Introduzione.

La Jet Target e' composta da quattro apparati con distinte funzioni. Lo **stadio di produzione** (paragrafo § 3.1) e' formato essenzialmente dal nozzle e dal criogeneratore (paragrafo § 3.2), il cui scopo e' quello di fornire un flusso di idrogeno clusterizzato. Di questo flusso, viene selezionato, tramite appositi skimmer, un angolo di circa  $1.5^\circ$ , per definire il bersaglio. Sia il gas non selezionato, sia quello appartenente al bersaglio, viene raccolto da un **sistema di recupero** (paragrafo § 3.5) composto da sette camere (sistema di pompaggio differenziale). Una **linea di idrogeno** (paragrafo § 3.3) porta al corpo il gas gia' filtrato e un **sistema di controllo** (paragrafo § 3.4) mantiene stabile sui valori richiesti la pressione della linea e la temperatura del nozzle.

In questo capitolo descrivero' piu' i vari apparati, affrontando nel dettaglio alcune delle problematiche di progetto.

### § Paragrafo 3.1: L'apparato di produzione.

Al fine di trattare piu' nel dettaglio i conti inerenti alla scelta del criogeneratore (si veda paragrafo § 3.2), mi sembra utile descrivere in che maniera i principali componenti siano tra loro accoppiati.

Il corpo della macchina (si veda figura 3.1.1) e' formato da un criogeneratore ad elio liquido in due stadi, sulla punta del quale (*second stage extension*) e' stato montato un pezzo di rame a forma di rocchetto (*nozzle coupling spool* o, piu' semplicemente, *spool*). Il nozzle e' mantenuto in posizione da un sostegno metallico di forma pressoché cilindrica (*nozzle holder*). Per ottimizzare l'accoppiamento termico tra il sostegno e lo *spool*, si e' ricorso all'uso di cavi di rame (*copper cable*) che, oltre ad essere ottimi conduttori di calore, permettono anche la mobilita' del sostegno del nozzle. Sempre per preservare la mobilita', la parte terminale della linea di idrogeno (che collega lo *spool* al nozzle) e' a forma di molla (*helical coil*).

Questo apparato e' inserito in un involucro a tenuta stagna raffreddato ad azoto liquido, detto, appunto, scudo a 77 Kelvin (*cryocooler vacuum shell* o *77K shield*). Per ridurre l'accoppiamento convettivo tra il criogeneratore e lo scudo a 77K, entro tale vano si fa un vuoto di circa  $10^{-6}$  torr. Per mantenere la mobilita' del nozzle, la parte terminale del *77K shield* e' costituita da una struttura a mantice (*bellows*), che si salda sul sostegno del nozzle, mantenendo la camera stagna. Mantice e sostegno del nozzle sono schermati da un secondo involucro, forato in corrispondenza della congiungente nozzle - primo skimmer. Il sostegno del nozzle, e' collegato a due bracci meccanici

mobili, che permettono al nozzle movimenti angolari. Per permettere all'apparato i movimenti traslazionali, tutto il corpo e' stato montato su una piattaforma mobile. Questo sistema di allineamento consente di ottimizzare l'intercettazione del fascio con il *beam* di antiprotoni (si veda paragrafo § 2.9).

Tra il secondo stadio del criogeneratore e lo scudo a 77K, e' stato posto un altro scudo, detto *first stage shield*, raffreddato dal primo stadio del criogeneratore a circa 50K. Lo scopo di tale scudo termico e' evitare l'accoppiamento radioattivo diretto tra il secondo stadio del criogeneratore (la cui temperatura puo' arrivare anche al di sotto dei 10K) e il *77K shield*.

Il corpo della macchina (che comprende lo scudo a 77K, gli apparati in esso contenuti e i bracci di posizionamento) e' inserito nella camera J1 ed e' affacciato ad uno scudo termico (*J1 chamber radiation shield*), che disaccoppia radioattivamente il sostegno del nozzle dalle pareti interne della camera J1 a temperatura ambiente. Inoltre, questo scudo, raffreddando il gas nelle vicinanze del nozzle, riduce l'energia media trasferita ai cluster, rendendo trascurabile il numero di molecole da essi scalzate.

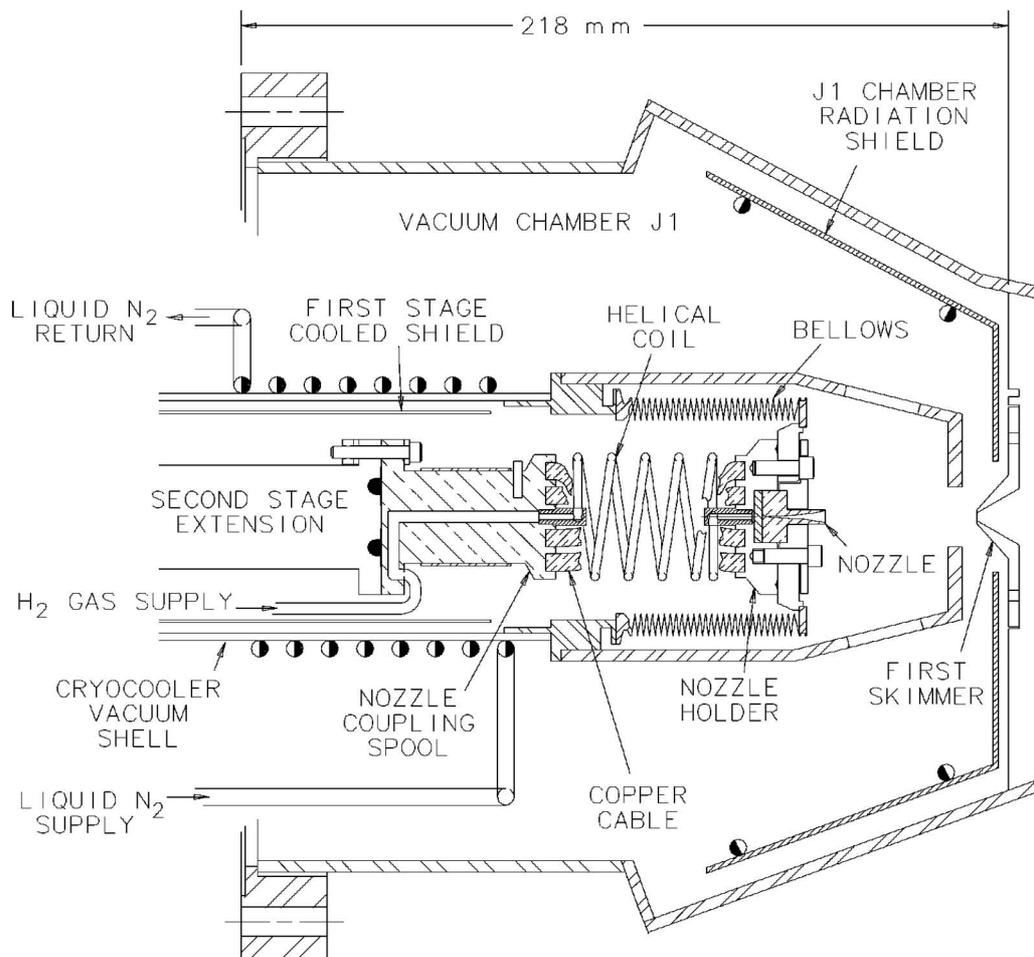


Fig. 3.1.1: Sezione della parte terminale del corpo della macchina.

### § Paragrafo 3.2: La scelta del criogeneratore.

Il criogeneratore è stato scelto facendo una stima dei flussi di calore entranti nella macchina. La potenza totale che "carica" il secondo stadio del criogeneratore (*second stage extension* di figura 3.1.1) si aggira intorno 0.6÷0.7 Watt. Mi appresto a descrivere le considerazioni tramite cui si è calcolato tale carico.

La maggior parte della potenza che il secondo stadio del criogeneratore deve dissipare è dovuta:

- 1) al raffreddamento dell'idrogeno che, attraverso la linea, arriva al nozzle.

Supponendo il calore specifico del gas ( $c_v = \frac{3}{2}R$ ) costante nell'intervallo di temperature tra i 20K (temperatura del nozzle) e i 60÷70K (temperatura del gas nel pezzo di tubo tra il primo e il secondo stadio), la variazione di energia interna si scriverà

$$\Delta U = \frac{3}{2}R\Delta T = 750 \div 870 \frac{\text{Joule}}{\text{mole}} \quad (3.2.1)$$

Per flussi dell'ordine dei 10 *torr·lit/sec*, la potenza necessaria per dissipare questo calore è circa 0.5W.

- 2) al flusso di calore che, per conduzione attraverso il *bellows* (fatto di acciaio inossidabile), passa dallo scudo a 77K verso il sostegno del nozzle. Tale flusso di calore è proporzionale al gradiente di temperatura  $\frac{dT}{dx}$  (in questo caso dell'ordine di 1200 W/m), alla superficie  $A$  attraverso cui passa tale flusso (circa 0.4  $\text{cm}^2$ ) e alla conduttività termica  $\lambda(T)$  del materiale (per acciaio inossidabile, tra i 4 e i 77 K, si ha un valor medio  $\bar{\lambda} = 4.5 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$ ). In formula

$$\dot{Q} = \lambda(T) \cdot \frac{dT}{dx} \cdot A. \quad (3.2.2)$$

La potenza da dissipare risulta essere circa 0.2 W.

Sono stati considerati, inoltre, altri contributi, che risultano però essere trascurabili:

- 3) per conduzione attraverso il tubo in acciaio inossidabile della linea di idrogeno. Considerando un tubo circolare di 2 mm di diametro esterno e di 1.5 mm di diametro interno, lungo 0.5 m, per cui vi sia una differenza di temperatura di circa 50K, si ottiene, utilizzando la 3.2.2, un flusso di calore di 0.6 mW.
- 4) attraverso il sostegno del nozzle, il flusso di calore trasferito per convezione dall'idrogeno in J1, considerato alla pressione di  $10^{-3}$  torr. In regime di flusso molecolare, tale flusso di calore è lineare con la pressione  $P$  del gas, secondo la relazione

$$\dot{Q} = 4.4 \cdot P \cdot (T_{\text{gas}} - T_{\text{holder}}) \cdot A_{\text{holder}}, \quad (3.2.3)$$

dove  $T_{\text{gas}}$  e  $T_{\text{holder}}$  sono rispettivamente la temperatura del gas (80K) e quella del sostegno del nozzle (20K),  $A_{\text{sost.}} \sim 10 \text{ cm}^2$  è la superficie esposta del sostegno e 4.4 è

il fattore caratteristico per idrogeno (considerando tutte le unita' nel Sistema Internazionale). La potenza trasferita e' circa 34 *mW*.

- 5) per convezione tra il secondo stadio e il *first stage shield*. Poiche, in regime di flusso molecolare, il flusso di calore e' lineare con la pressione del gas (equazione 3.2.3), si limita l'accoppiamento termico mantenendo basse pressioni all'interno della camera stagna che contiene il criogeneratore. Per pressioni di  $10^{-6}$  *torr*, il calore trasportato e' circa 0.1 *W*. Se tale camera stagna non ci fosse, il criogeneratore sarebbe direttamente accoppiato con l'idrogeno in J1 alla pressione di qualche *millitorr*, dovendo, dunque, dissipare qualche frazione di *W*.
- 6) per accoppiamento radiativo del sostegno del nozzle con lo scudo in J1. L'equazione che regola lo scambio di calore e'
- $$\dot{Q} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{J1shield}^4 - T_{holder}^4) \cdot A_{holder} \quad (3.2.4)$$
- dove  $\varepsilon$  e' l'emissivita', che dipende dai materiali alla temperatura  $T_{J1shield}$  (circa 100K, pessimisticamente) e  $T_{holder}$  (inferiore ai 20K),  $A_{holder} \sim 10 \text{ cm}^2$  e' la superficie esposta del sostegno e  $\sigma = 5.7 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$  e' la costante di Stephen-Boltzman.
- Anche considerando il caso limite in cui il sostegno del nozzle assorba come un corpo nero ( $\varepsilon \sim 1$ ), il contributo si aggirerebbe intorno ai 6 *mW*.
- 7) per accoppiamento radiativo del secondo stadio con il *first stage shield* (mantenuto a 51K dal primo stadio del criogeneratore). Considerando una superficie di  $130 \text{ cm}^2$ , si ottiene un carico al massimo di 4 *mW*.

In base a tali considerazioni, la potenza totale da dissipare risulta essere dell'ordine del *Watt*. Per avere la possibilita' di controllare la temperatura con la precisione e la prontezza richiesta dall'applicazione (si veda paragrafo § 3.4), si e' deciso di installare un criogeneratore da 9 *W*.

### § Paragrafo 3.3: La linea di idrogeno.

Lo scopo della linea e' portare l'idrogeno al corpo della Jet Target, perche' venga clusterizzato. Per migliorare il grado di purezza del gas, lo si fa passare attraverso una *cold trap*: in questo filtro, le impurita' (come ossigeno o azoto) rimangono intrappolate nel carbone attivo presente nel dispositivo, e vengono, pertanto, sottratte al flusso di idrogeno. La linea si avvolge, poi, intorno al primo stadio del criogeneratore, consentendo al gas di termalizzare alla temperatura di 51K. In una prima versione del corpo della macchina, al fine di abbassare efficientemente la temperatura del gas, si era pensato di avvolgere la linea intorno anche al secondo stadio del criogeneratore. Questo provvedimento, in realta', e' risultato essere eccessivo. Infatti, si e' visto che l'accoppiamento termico tra il tubo della linea e il gas e' abbastanza alto da consentire,

con i flussi tipici di lavoro (intorno ai  $5 \text{ torr}\cdot\text{lit}/\text{sec}$ ), la termalizzazione in qualche centimetro di percorso. Il grande svantaggio di questa configurazione, invece, consiste nella differenza di circa 4K tra la minima temperatura della linea e la temperatura del nozzle.

Per avere alte densita' con alta efficienza, conviene lavorare con pressioni a monte del nozzle e temperature del nozzle il piu' prossime possibile alla curva di saturazione dell'idrogeno (punto critico:  $P_0 = 186 \text{ psia}$ ,  $T_0 = 33 \text{ K}$ ) (si veda paragrafo § 2.7). Tuttavia, fissata la temperatura del nozzle, aumentando la pressione (circa la stessa lungo tutta la linea a valle della valvola che la controlla), si incomincerà a formare liquido per pressioni uguali alla tensione di vapore corrispondente alla minima temperatura della linea. Poiche' tale temperatura e' inferiore di 4K rispetto alla temperatura del nozzle, la clusterizzazione non avverrà in condizioni prossime alla curva di saturazione (si veda figura 3.3.1).

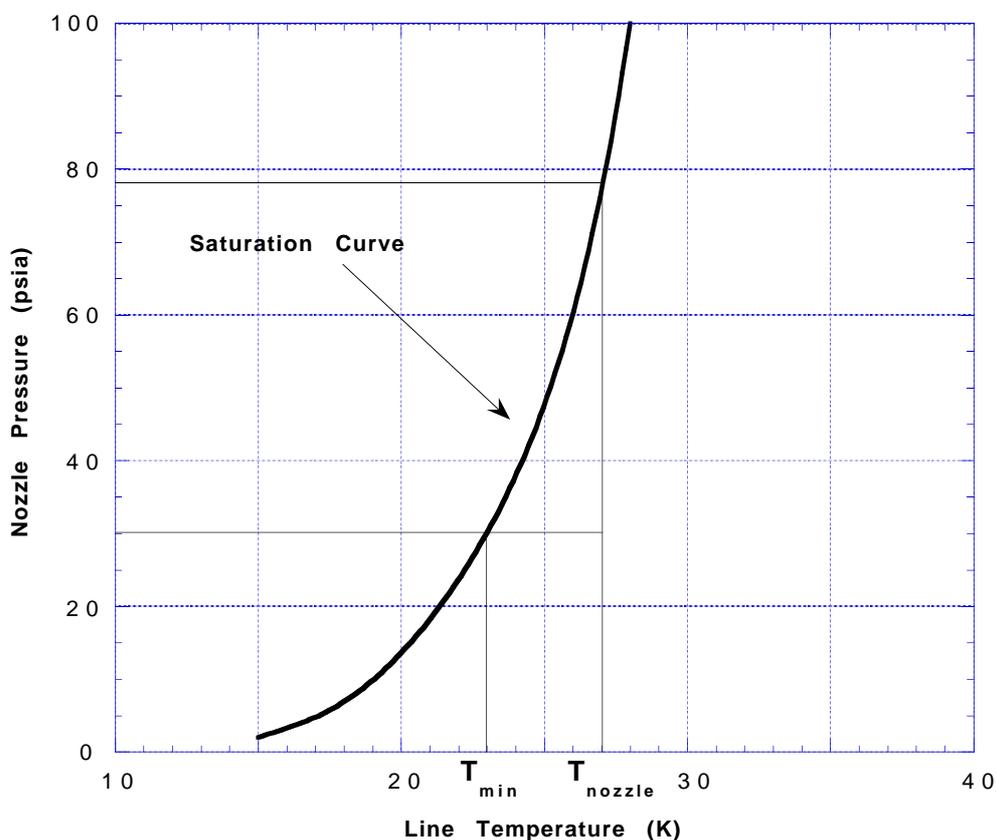


Fig.:3.3.1: La curva di saturazione per idrogeno. Avendo il nozzle, ad esempio, a 27K, se la temperatura minima della linea e' a 23K, la massima pressione raggiungibile e' 30 psia, invece dei circa 77 psia corrispondenti al valore di saturazione a 27K.

Per ovviare a questo problema, si e' staccata la linea dal secondo stadio del criogeneratore: il punto piu' freddo e' diventato, dunque, lo *spool*, direttamente in contatto con il secondo stadio. La differenza di temperatura, comunque, e' scesa al di sotto del grado K, valore che, in questa configurazione, dipende solo dalla potenza che entra nella macchina attraverso il sostegno del nozzle (si veda paragrafo § 3.2). E' stato

fatto anche il tentativo di scaldare la linea, aumentando la temperatura del gas prima di entrare nello *spool*. Si e' potuto verificare che, fissando un valore di temperatura del nozzle, la pressione a cui si forma il liquido e' indipendente dalla potenza data al riscaldatore della linea. Cio' mette in evidenza il forte accoppiamento termico tra il gas e il tubo.

Si e' cosi' potuto stabilire quanto le coppie di pressione e temperatura del nozzle si possano avvicinare alla curva di saturazione liquido-vapore: fissata la temperatura, si sceglie il valore di pressione uguale alla tensione di vapor saturo corrispondente alla temperatura scelta meno circa 1 grado (temperatura dello *spool*). Questo criterio ha visto confermata la sua validita' quando si sono determinati sperimentalmente, sul piano (P,T), i cammini di miglior JTE (si vedano grafici 2.7.1).

### § Paragrafo 3.4: I sistemi di controllo automatici.

Considerazioni sulla teoria cinetica (si veda paragrafo § 2.7), prima ancora che le misure dirette (si veda grafico 2.5.1 c), indicano che si possono ottenere densita' tanto piu' elevate quanto piu' ci si riesce ad avvicinare, sul piano (P,T), alla curva di transizione liquido-vapore per idrogeno. Per poter apprezzare e controllare, ad esempio, un 5% nella densita', e' necessario controllare la temperatura del nozzle con una precisione migliore del decimo di grado e la pressione della linea con una precisione intorno al mezzo psia. Per capire il criterio con cui sono stati scelti questi valori, bisogna ricorrere ai grafici di densita' esposti nel paragrafo § 2.5. Osservando, ad esempio, l'andamento in funzione della temperatura a 43.7 psia costanti (si veda figura 2.5.1 b), si nota che intorno ai 29 K un cambiamento di temperatura di mezzo grado porta la densita' da  $1.7 \cdot 10^{14}$  atomi/cc (punto di massimo) a  $1.2 \cdot 10^{14}$  atomi/cc (punto di minimo relativo), il che equivale ad una variazione del 30%, con derivate di  $1 \cdot 10^{14} \frac{\text{atomi/cc}}{\text{K}}$ . In queste condizioni, per controllare la densita' con una precisione migliore del 5%, e' necessaria una precisione nel controllo di temperatura migliore del decimo di grado. Inoltre, considerando che le variazioni di densita' richieste sono sulla scala dei tempi della decina di ore (tempo di un ciclo di presa dati: si veda tabella 1.7.2) e che i disturbi cui far fronte sono eventi sporadici e di piccola entita', sara' sufficiente una prontezza del controllo sulla scala della decina di secondi.

La temperatura del nozzle viene modificata inviando corrente ad un riscaldatore avvolto intorno allo *spool* (si veda figura 3.1.1). Tramite due resistenze al germanio inserite nel sostegno del nozzle, il controllo confronta il *set point* richiesto con la temperatura misurata e decide l'intensita' della corrente da inviare al riscaldatore. Nella scelta dei parametri dell'algoritmo di controllo, si e' dovuto tenere conto che i tempi di risposta del sistema variano molto al variare della temperatura. Il calore specifico del rame (materiale di cui e' composto lo *spool*), infatti, nell'intervallo tra i 15K e gli 80K, varia con il cubo della temperatura.

La pressione a monte del nozzle ( $P_0$ ) viene controllata variando la conduttanza ( $\gamma$ ) di una elettrovalvola (che in seguito verra' indicata con la sigla MKS) pilotata in corrente. A priori, mantenendo costante la pressione ( $P_1$ ) a monte della valvola e' possibile ottenere la  $P_0$  voluta semplicemente variando  $\gamma$ . In realta' cio' e' reso difficile dal fatto che la conduttanza della MKS e' non lineare con la corrente (si veda figura 3.4.1): per valori di corrente inferiori al 30% del fondoscala (150 mA) si ha che  $\gamma$  e' circa zero, mentre per valori superiori la conduttanza subisce una brusca impennata. Questa non linearita' rende particolarmente instabile il controllo delle basse pressioni (che corrispondono a conduttanze circa zero) per il fatto che si e' costretti a lavorare in una regione in cui una variazione di corrente piccola rispetto al fondoscala fa passare da derivate della conduttanza nulle a derivate della conduttanza elevate. Per ovviare a questo problema si controlla la pressione a monte della MKS ( $P_1$ ) in maniera tale da ottenere la  $P_0$  voluta, mantenendo la valvola in una regione di corrente in cui la conduttanza non subisca grossi cambiamenti di pendenza:  $\left(\frac{\partial \gamma}{\partial I_{MKS}}\right)_{I=50 \div 80 mA} \cong 4.7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{lit/sec}}{\text{mA}}$ . Questa condizione e' ben realizzata per una variazione di pressione ai capi della MKS ( $P_1 - P_0$ ) di 5÷10 psia.

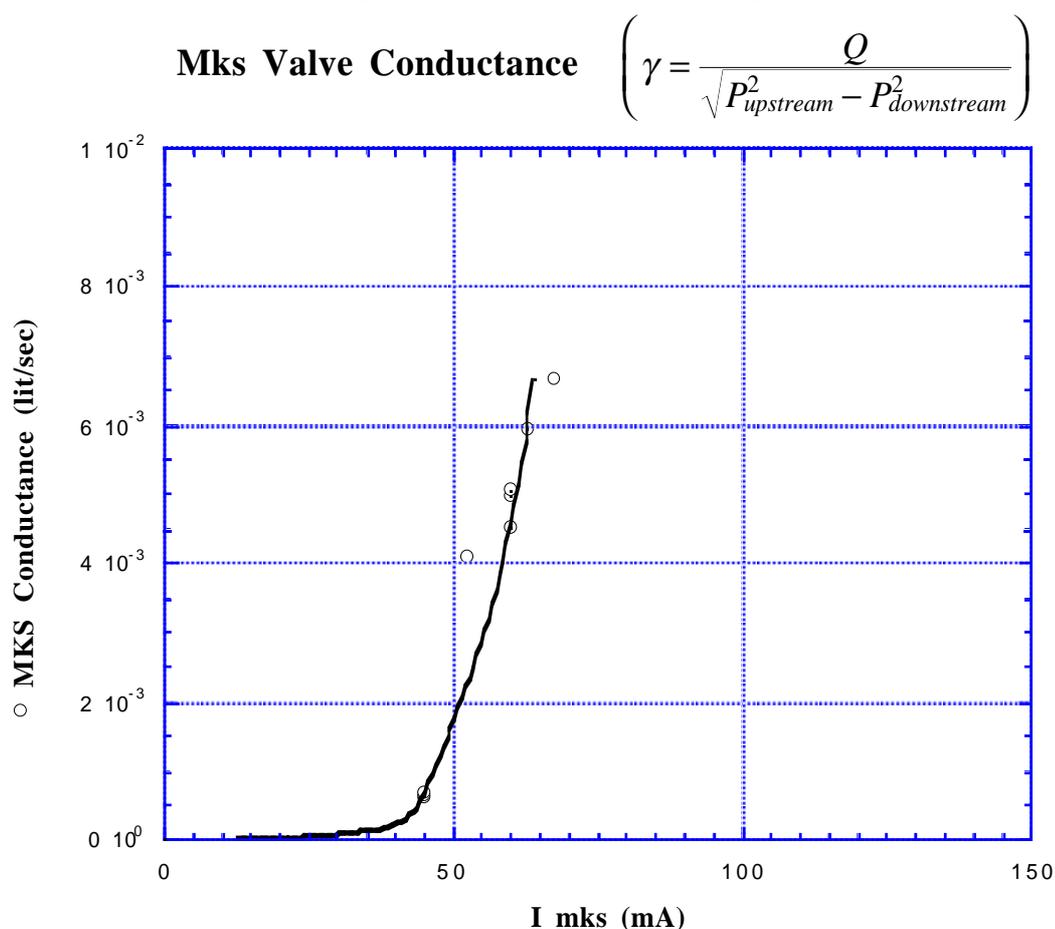


Fig.3.4.1: La conduttanza della valvola MKS in funzione della corrente. Notare che l'andamento e' non lineare.

E' stato, pertanto, inserito un controllo per la pressione  $P_1$ , a cui e' richiesta una precisione di qualche psia e una prontezza di qualche decina di secondi. Tali condizioni non sono molto critiche, dal momento che cio' che interessa non e' avere un certo preciso valore di  $P_1$ , ma un intervallo che consenta alla MKS di lavorare in una regione di conduttanza quasi lineare con la corrente. E', dunque, sufficiente che il controllo di  $P_1$  agisca su una valvola motorizzata capace di discriminare solo tre stati: a) la pressione aumenta con derivata costante, b) la pressione diminuisce con derivata costante, c) la pressione non cambia. Per linearizzare questo stadio con il metodo della funzione di trasferimento generalizzata, lo trattiamo come se fosse lineare con guadagno dato dalla pendenza della retta tratteggiata in figura 3.4.2. Perche' cio' funzioni, e' necessario al controllo uno stadio proporzionale all'integrale nel tempo dell'errore. Questo risulta evidente con una semplice considerazione: supponiamo che il controllo sia costituito solamente da uno stadio proporzionale all'errore. Questo potrebbe richiedere, per esempio, un valore della derivata di  $P_1$  corrispondente (secondo la relazione lineare definita dalla linea tratteggiata) ad una uscita del controllo del 30%. In realta', pero', il valore della derivata corrispondente a questa uscita e' 0: la pressione non variera', mantenendo, a regime, un certo errore. Lo stadio proporzionale all'integrale dell'errore, invece, da' al controllo l'informazione del perdurare dell'errore nel tempo, spingendolo ad aumentare l'uscita fino all'attivazione della valvola motorizzata.

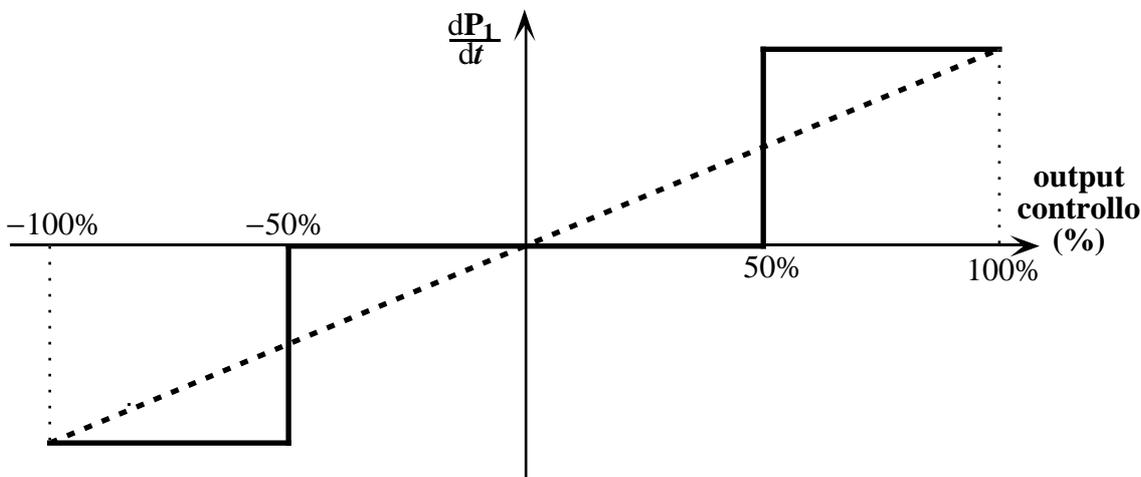


Fig.3.4.2: I tre stati della valvola motorizzata per il controllo della pressione a monte della MKS. Il controllo tratta la valvola come se potesse fornire, in modo continuo, valori della derivata della pressione lineari con l'uscita del controllo stesso (linea tratteggiata).

Trattero' di seguito dettagliatamente il modello del **processo** e la scelta dell'**algoritmo** usato nel controllo della pressione.

- Il **processo** e' modellizzabile come un sistema del primo ordine. L'equazione differenziale che ne contiene la dinamica si scrive (si veda figura 3.4.3)

$$Q - Q_{nozzle} = V \frac{dP_0}{dt} \quad (3.4.1)$$

avendo indicato con  $Q$  e con  $Q_{nozzle}$  il *throughput* passante rispettivamente attraverso

la valvola MKS e attraverso il nozzle, con  $V$  ( $\sim 100$  cc) il volume della linea e della camera dello strumento (Barton) che misura la pressione  $P_0$  da controllare. Inoltre, per il *throughput*  $Q$  vale la relazione [15]

$$Q = \gamma \sqrt{P_1^2 - P_0^2} \quad (3.4.2)$$

dove  $\gamma$  e  $P_1$  sono la conduttanza e la pressione a monte della MKS.

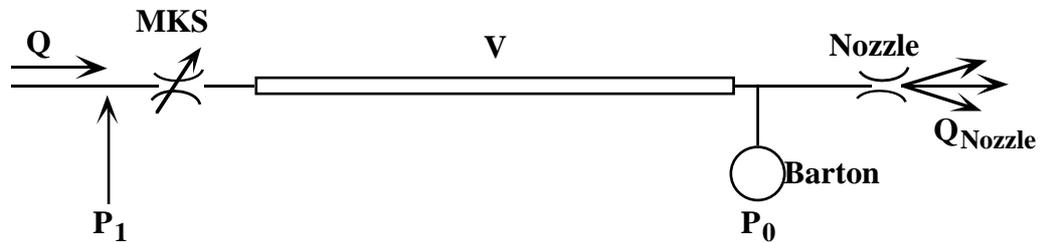


Fig.3.4.3: schema della parte terminale della linea di idrogeno.

Nell'ipotesi, in pratica sempre verificata, che  $P_1 \gg (P_1 - P_0)$ , e' possibile approssimare la 3.4.2 come

$$Q \cong \gamma \sqrt{2P_1} \sqrt{P_1 - P_0}. \quad (3.4.3)$$

Considerando di variare la pressione  $P_1$  lentamente rispetto ai tempi di cambiamento della conduttanza della MKS ( $\Delta P_1 = 0$ ), la variazione di *throughput*  $Q$ , tramite la 3.4.3, si potrà scrivere

$$\Delta Q = \sqrt{2P_1} \sqrt{P_1 - P_0} \Delta \gamma + \gamma \sqrt{2P_1} \frac{\Delta P_0}{2\sqrt{P_1 - P_0}} \quad (3.4.4)$$

mentre, tramite la 3.4.1, sarà

$$\Delta Q = \gamma_{nozzle} \Delta P_0 + V \frac{d(\Delta P_0)}{dt} \quad (3.4.5)$$

avendo introdotto la conduttanza del nozzle, che vale circa  $3 \cdot 10^{-3}$  lit/sec.

Uguagliando la 3.4.4 con la 3.4.5 per l'equazione di continuita', si ottiene una relazione del tipo

$$\Delta P_0 + T_L \frac{d}{dt} (\Delta P_0) = \left( \frac{\partial P_0}{\partial \gamma} \right) \Delta \gamma \quad (3.4.5)$$

dove  $T_L$ , il tempo di risposta del sistema, e  $\left( \frac{\partial P_0}{\partial \gamma} \right)$ , il guadagno statico, assumono la forma

$$\left( \frac{\partial P_0}{\partial \gamma} \right) = \frac{(P_1 - P_0)}{\frac{\gamma}{2} + \gamma_{nozzle} \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{2P_1}}}, \quad (3.4.6)$$

$$T_L = \frac{V}{\frac{\gamma}{2} + \gamma_{nozzle} \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{2P_1}}} \cdot \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{2P_1}}. \quad (3.4.7)$$

La tabella 3.4.1 riporta i valori calcolati di  $T_L$  e  $\left( \frac{\partial P_0}{\partial \gamma} \right)$ , ottenuti tenendo conto della non linearita' della MKS, e supponendo che il controllo di  $P_1$  mantenga una differenza

di pressione ai capi della valvola tra i 3 e gli 11 *psia*. Tali valori coincidono entro il 20% con le misure sperimentali effettuate per verifica.

$Q$ $\left(\frac{\text{torr} \cdot \text{lit}}{\text{sec}}\right)$	$P_0$ $(\text{psia})$	$(P_1 - P_0)$ $(\text{psia})$	$\gamma$ $\left(\frac{\text{lit}}{\text{sec}}\right)$	$\left(\frac{\partial P_0}{\partial \gamma}\right)_{Q=\text{cost.}}$ $\left(\frac{\text{psia}}{\text{lit}/\text{sec}}\right)$	$\left(\frac{\partial P_0}{\partial I}\right)_{I=\text{cost.}}$ $\left(\frac{\text{psia}}{\text{mA}}\right)$	$T_L$ $(\text{sec})$
10	65	11	$5 \cdot 10^{-3}$	3262	1.533	8.6
10	65	3	$10 \cdot 10^{-3}$	530	0.250	2.8
5	30	6	$5 \cdot 10^{-3}$	1740	0.818	9.2
1	6.5	7	$2 \cdot 10^{-3}$	2187	1.028	22.9

Tabella 3.4.1: I valori calcolati del guadagno statico e del tempo caratteristico del sistema. Tali valori cambiano anche di un ordine di grandezza al variare delle condizioni di lavoro.

Come si puo' vedere dalla tabella, al variare delle condizioni di flusso, conduttanza e pressioni, il guadagno statico e il tempo di risposta variano anche di un ordine di grandezza. Nonostante cio', i parametri dell'algorithmo di controllo scelti, mantengono la stabilita' in tutto l'intervallo di pressioni a monte del nozzle.

- L'**algorithmo di controllo** e' stato realizzato in modo digitale, utilizzando un controllore automatico della *Fischer & Porter* dotato di tre stadi: uno proporzionale all'errore (differenza tra la misura e il *set point*), uno proporzionale all'integrale nel tempo dell'errore e uno proporzionale alla derivata nel tempo dell'errore (si veda figura 3.4.4).

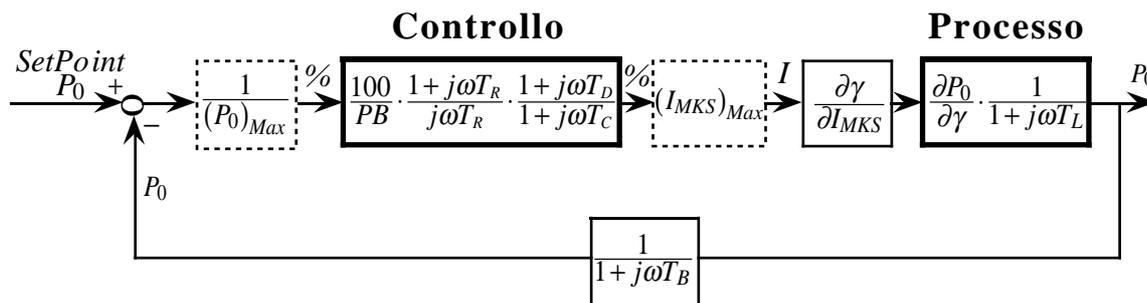


Fig.3.4.4: Schema del sistema di controllo della pressione a monte del nozzle. I due stadi entro i riquadri tratteggiati hanno il compito di normalizzare l'entrata e l'uscita dell'algorithmo di "controllo" in percentuali del fondoscala. Lo stadio alla sinistra del "processo" rappresenta la valvola MKS. Lo stadio posto sulla linea di ritorno (riquadro in basso) schematizza la funzione di trasferimento dello strumento (Barton) che misura la pressione  $P_0$ .

Il tempo di campionamento e' sulla scala del decimo di secondo ( $T_C=0.2\text{sec}$ ), dal momento che sono necessari tempi di risposta dell'ordine della decina di secondi.

Imponendo che lo stadio proporzionale guadagni 1 ( $PB=100$ ), il sistema risulta stabile in ogni condizione di lavoro. Il metodo usato per operare la scelta e' il criterio di

Bode: il valore utilizzato è, infatti, tale che il modulo della funzione di trasferimento a ciclo aperto del sistema (dipendente dalla pulsazione  $\omega$ ), in un grafico in scala bilogarithmica, abbia pendenza -1 in una decade intorno al valore in cui taglia l'asse delle pulsazioni. L'inverso di tale valore è il tempo caratteristico del sistema (prontezza), che dipende dal guadagno sia del processo, sia dello stadio proporzionale.

Dal momento che l'errore a regime è proporzionale all'inverso del guadagno statico a ciclo aperto (nel nostro caso coincidente col guadagno statico del processo riportato in tabella 3.4.1), si otterrebbe una precisione nel valore di  $P_0$  e, conseguentemente, nella densità dipendente dalle condizioni di lavoro. Per ovviare a questo inconveniente, ottenendo un errore a regime nullo, è stato inserito lo stadio proporzionale all'integrale dell'errore. Per non perdere la stabilità del sistema, il tempo di integrazione è stato scelto uguale al massimo tempo caratteristico del processo, corrispondente a  $T_R=30 \text{ sec}$  (si veda grafico in basso di figura 3.4.5). Con questa scelta dei parametri, tramite il criterio di Bode, si è verificata la stabilità nelle condizioni di lavoro di tabella 3.4.1.

Dal modello non emerge la necessità dello stadio derivativo. In realtà, al momento del test sulla macchina, si è visto che la stabilità migliore si ha utilizzando un valore di  $T_D = 12 \text{ sec}$ . Ciò non stupisce considerando che il modello non ha tenuto conto di effetti come il ritardo della linea di idrogeno o il tempo di risposta della MKS. Lo stadio derivativo, infatti, agendo da anticipatore di fase, fornisce al controllo l'informazione sull'andamento della pressione a tempi brevi, rendendolo in grado di prendere decisioni con l'anticipo necessario a neutralizzare le cause di ritardo.

### **§ Paragrafo 3.5: Lo stadio di recupero: il sistema di pompaggio.**

Lo stadio di recupero è stato progettato al fine di massimizzare la Jet Target Efficiency (si veda paragrafo § 2.6), minimizzando il flusso di idrogeno non clusterizzato nell'*Antiproton Accumulator* (camera AA della Jet Target). A questo scopo è stato realizzato un sistema di pompaggio differenziale per le sette camere (si veda figura 2.2.1), che sono state divise da skimmer e diaframmi di piccola conduttanza. Per scegliere il valore delle velocità di pompaggio delle pompe, si è fatta una stima dei *throughput* di ciascuna camera (riportati di seguito in questo paragrafo). Scelti tali valori, è stato progettato un sistema a cascata di pompe, che avesse il rapporto di compressione sufficiente per permettere alle pompe turbomolecolari di ciascuna camera di lavorare nell'intervallo di pressioni richieste.

#### **La scelta delle velocità di pompaggio in ogni camera.**

- In J1 (la camera che contiene il corpo della macchina) si ha il flusso di idrogeno direttamente uscente dal nozzle ( $Q_{J1 \text{ Max}}=10 \text{ torr}\cdot\text{lit}/\text{sec}$ ). Si vogliono ottenere pressioni

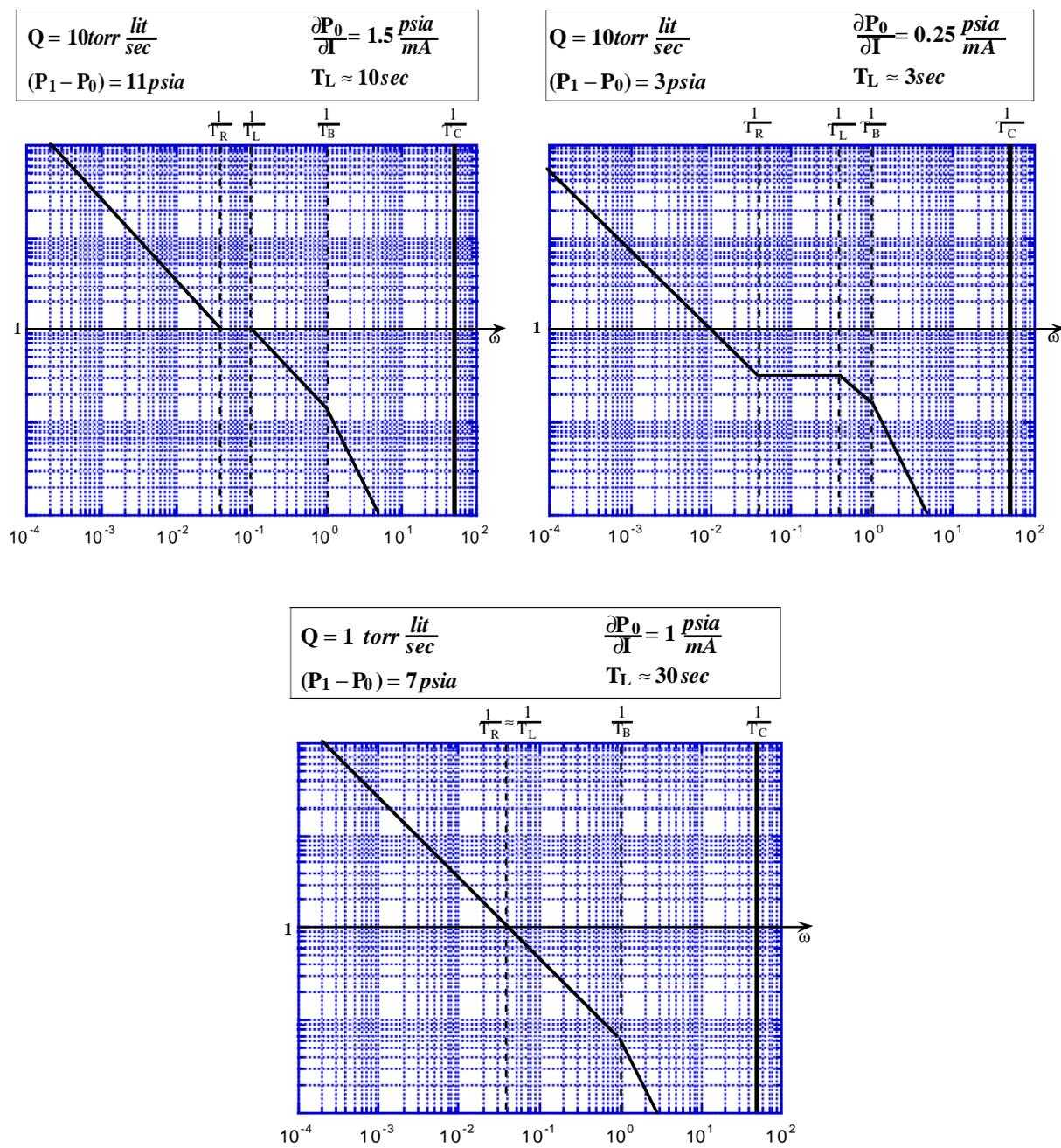


Fig.:3.4.5: Andamenti asintotici del modulo della funzione di trasferimento a ciclo aperto del controllo di pressione. Secondo il criterio di Bode, il sistema e' stabile in ogni condizione di lavoro.

al massimo di qualche *millitorr* . Per pressioni piu' alte, infatti, il numero di urti delle molecole per unita' di superficie (legato alla temperatura del gas) trasferisce un'energia sufficientemente alta ai cluster da ridurre notevolmente le dimensioni. Sono, pertanto, necessarie velocita' di pompaggio medie maggiori di 1000 *lit/sec* (si veda formula 2.3.3), ottenibili, in pratica, montando due pompe turbomolecolari (si veda appendice § A.2) da 1000 e 3500 *lit/sec* (si veda paragrafo § 2.8). Inoltre, per diminuire la temperatura media del gas o, in altre parole, l'energia media trasferita ad ogni urto, e' stato posto uno scudo a 77K nella parete di J1 affacciata al nozzle (si veda paragrafo § 3.1).

- Tra J2 e J3 e' sistemato lo skimmer che seleziona l'apertura angolare finale ( $1.5^\circ$ ) del bersaglio, in maniera da avere un diametro del Jet, nella zona di interazione, di circa 1 *cm* (si veda paragrafo § 1.5, in particolare figura 1.5.2, e paragrafo § 2.2). In J2 si distruggono, pertanto, tutti i cluster non contenuti negli  $1.5^\circ$  del bersaglio, ma passanti attraverso lo skimmer tra J1 e J2 (circa  $3^\circ$ ). Il compito di questo skimmer e' quello di isolare la camera J1 dalla camera J2 con una bassa conduttanza (2 *lit/sec*), offrendo, allo stesso tempo, una apertura abbastanza grande da consentire una tolleranza accettabile al sistema di allineamento. A causa di questa bassa conduttanza, il gas diffuso da J1 verso J2 risulta essere due ordini di grandezza piu' basso rispetto al flusso di gas causato dalla distruzione dei cluster in J2. Tale flusso dipende dalla frazione di cluster formati nel nozzle (si veda paragrafo § 2.8), la quale, essendo aumentata di un fattore circa 20 dopo i cambiamenti effettuati sulla Jet Target di E760, porta a flussi dell'ordine del decimo di *torr-lit/sec*. Per ottenere pressioni inferiori ai  $10^{-3}$  *torr* , e' sufficiente una velocita' di pompaggio di circa 1000 *lit/sec*.

- R1 e' l'ultima camera di recupero del sistema. Il flusso  $Q_{R1}$  portato dalla rottura dei cluster per urto con le pareti dipende, come nel caso di J2, dalla *cluster fraction* e raggiunge al massimo  $0.1 \div 0.2$  *torr-lit/sec*. Tuttavia, poiche' il fascio ha forma conica, il diaframma tra R2 e R3 ha un diametro molto grosso (26 *mm*), corrispondente ad una conduttanza  $C_{R1 \rightarrow R2} = 150$  *lit/sec*. Per evitare un ritorno di gas verso AA, e' necessario anche per questi bassi flussi una velocita' di pompaggio  $S_{R1}$  molto alta (superiore ai 1000 *lit/sec*). In R1 sono state montate, pertanto, due pompe turbomolecolari da 1000 e da 3500 *lit/sec*. La velocita' di pompaggio media raggiunta nella camera e' dell'ordine dei 2500 *lit/sec*.

Il flusso di gas che da R1 torna in R2, nell'ipotesi che  $P_{R2} \ll P_{R1}$ , e' ottenibile, infatti, con una relazione simile alla legge di Ohm, come

$$Q_{R2} = \frac{C_{R1 \rightarrow R2}}{S_{R1}} Q_{R1} \quad (3.5.1)$$

in cui i *throughput*  $Q$  giocano il ruolo della corrente, le conduttanze  $C$  sono l'inverso delle resistenze e le pressioni corrispondono alle tensioni. In questa maniera, avendo misurato le conduttanze degli skimmer e dei diaframmi e dando un valore alle velocita'

di pompaggio medie nelle varie camere, e' possibile avere un'idea dei flussi da J3, R3, R2 e AA.

- Nelle altre camere (J3, R3, R2 e, infine AA), tramite il conto appena esposto, avendo a disposizione velocita' di pompaggio anche inferiori ai 1000 *lit/sec* (valori utilizzati 650÷750 *lit/sec*), si arriva a flussi intorno al millesimo di *torr-lit/sec* (si e' supposto un  $Q_{J1}=5$  *torr-lit/sec* e una *cluster fraction*  $10^{-2}$ ) In particolare ci si aspetta in AA un flusso di  $10^{-3} \div 10^{-4}$  *torr-lit/sec*, che, con velocita' di pompaggio superiori ai 1000 *lit/sec*, porta a pressioni di circa  $10^{-7}$  *torr*. Per ottenere tali pressioni, e' stata montata in ogni camera una pompa turbomolecolare da 1000 *lit/sec*, ad eccezione di AA in cui ne sono state montate due.

Riporto in tabella 3.5.1 i valori misurati di conduttanza e velocita' di pompaggio per ogni camera.

<i>Velocita' di pompaggio</i> ( <i>lit/sec</i> )	<i>Conduttanze</i> ( <i>lit/sec</i> )
$S_{J1} = 1000 \div 2300$	$C_{J1 \rightarrow J2} = 2$
$S_{J2} = 650$	$C_{J2 \rightarrow J3} = 6$
$S_{J3} = 660$	$C_{J3 \rightarrow AA} = 25$
$S_{AA1} = 650$	
$S_{AA} = 940$	
$S_{AA2} = 650$	
$S_{R3} = 700$	$C_{AA \rightarrow R3} = 40$
$S_{R2} = 740$	$C_{R3 \rightarrow R2} = 100$
$S_{R1} = 2650$	$C_{R2 \rightarrow R1} = 150$

Tabella 3.5.1: Le velocita' di pompaggio e le conduttanze misurate per le varie camere. Con  $S_{AA}$  si e' indicata la velocita' di pompaggio misurata vicino al fascio, diversa da  $S_{AA1} + S_{AA2}$  a causa della conduttanza del tubo. La velocita' di pompaggio in J1, dipende dalla pressione nel modo descritto in tabella 2.8.2.

### **Il sistema di pompaggio.**

Durante l'analisi dei dati presi nell'Ottobre '95, si ha avuta la conferma che il sistema di pompaggio della macchina, progettato per la Jet Target di E760, non fosse piu' adeguato ai flussi ottenibili dopo le modifiche eseguite. Le misure di pressione nelle camere AA1 e AA2, infatti, risultavano essere circa il 40% piu' alte di cio' che ci si aspettava scrivendo la conservazione del *throughput* in AA, misurato tramite un *ion gauge* posto proprio vicino al fascio, utilizzando i valori di velocita' di pompaggio misurati tramite flussi calibrati (si veda tabella 3.5.1). Cio' dipendeva dal fatto che quei valori non erano piu' utilizzabili. Ma vi era anche un'altra conferma di questo fatto: i

$Q_{AA}$  calcolati con la legge di Ohm risultavano essere fino ad un ordine di grandezza piu' bassi di quelli misurati.

Facendo quindi una stima dei flussi nelle varie camere per un  $Q_{J1}=5\text{ torr}\cdot\text{lit}/\text{sec}$  (valore tipico), conoscendo le velocita' di pompaggio delle pompe utilizzate e le conduttanze dei tubi di collegamento, sono state ricalcolate le pressioni alla bocca di uscita e di entrata di ogni pompa. Per alcuni dei valori ottenuti e' stato possibile verificare la compatibilita' con le misure di alcuni *cold cathode* posti in punti di interesse. In particolare (si veda figura 3.5.1) e' stato messo in evidenza che, data la conduttanza del tubo (detto *manifold*) che collega le bocche di uscita di tutte le pompe da J2 a R2 ( $C_{\text{manifold}}\sim 100\div 400\text{ lit}/\text{sec}$ ), il flusso da J2 ( $Q_{J2}\sim 0.3\text{ torr}\cdot\text{lit}/\text{sec}$ ) porta ad avere un prevuoto di  $10^{-3}\text{ torr}$  per le pompe TMPAA1 e TMPAA2. In queste condizioni, anche in assenza di flusso da AA, il rapporto di compressione non consente di raggiungere pressioni inferiori ai  $10^{-5}\div 10^{-6}\text{ torr}$ , invece dei  $10^{-7}\text{ torr}$  voluti.

La pressione alla bocca di una pompa, infatti, e' il rapporto tra il *throughput* e la velocita' di pompaggio solo se questa e' maggiore del rapporto tra la pressione alla bocca di uscita e il rapporto di compressione. Nel caso delle pompe turbomolecolari, inoltre, come si vede in figura A.2.3, si ha a che fare con un fenomeno di soglia: per pressioni alla bocca di uscita inferiori a  $10^{-3}\text{ torr}$  (valore tipico) il rapporto di compressione e' costante e vale circa 1000 (per idrogeno), per valori superiori il rapporto di compressione cala molto bruscamente.

Il problema del prevuoto per le pompe di AA e' stato risolto disconnettendo la bocca di uscita della TMPJ2 dal *manifold*, e collegandola, tramite un tubo di conduttanza circa  $100\text{ lit}/\text{sec}$ , direttamente alla Turbo Booster II (si veda figura 3.5.2). In questo modo, infatti, se la Turbo Booster II garantisce pressioni alla bocca intorno ai  $10^{-4}\text{ torr}$ , il prevuoto della pompa turbomolecolare di J2 e' circa  $10^{-3}\text{ torr}$  ( $Q_{J2}\sim 0.3\text{ torr}\cdot\text{lit}/\text{sec}$ ), valore per cui il rapporto di compressione e' sufficiente ad ottenere le pressioni di lavoro in J2 ( $10^{-4}\text{ torr}$ ). Inoltre, i flussi tipici nel *manifold* diventano inferiori ai  $10^{-2}\text{ torr}\cdot\text{lit}/\text{sec}$ , permettendo di raggiungere per la TMPAA1 e la TMPAA2 un prevuoto tra i  $10^{-4}\text{ torr}$  e i  $10^{-5}\text{ torr}$ .

Ci si e' anche sincerati, che, con i nuovi flussi, alla bocca della Turbo Booster II ci fossero i  $10^{-4}\text{ torr}$  richiesti. In realta', con l'uso di una semplice rotativa (si veda appendice § A.1.1), si riesce a fornire, per questa booster, un prevuoto di circa  $5\cdot 10^{-2}\text{ torr}$ , valore di pressione per cui il rapporto di compressione scende anche intorno a 100. E' stato quindi necessario collegare, a monte della Turbo Booster II, una *roots* (si veda appendice § A.1.2), la cui velocita' di pompaggio effettiva, tenuto conto della velocita' di pompaggio della rotativa, permettesse di ottenere prevuoti inferiori ai  $10^{-2}\text{ torr}$ .

## Configuration of Jan. 1996 test

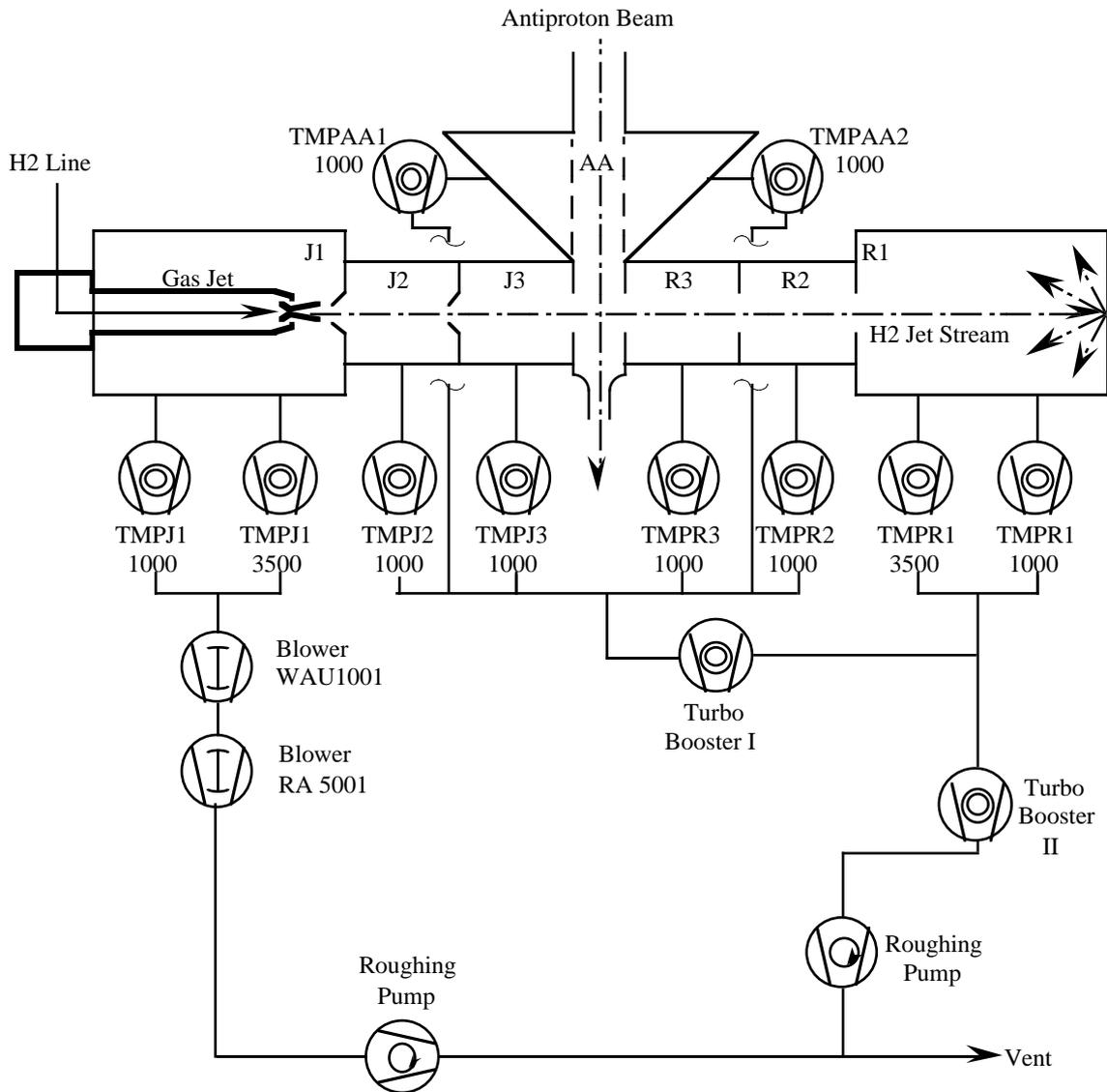


Fig.3.5.1: La configurazione del sistema di pompaggio durante le misure del Gennaio '96. Le bocche di uscita delle pompe da J2 a R2 sono collegate tutte al *manifold*. Il flusso dovuto a J2 alza il prevuoto delle pompe TMPAA1 e TMPAA2, limitando la pressione raggiungibile in AA a causa del rapporto di compressione.

## Proposed configuration

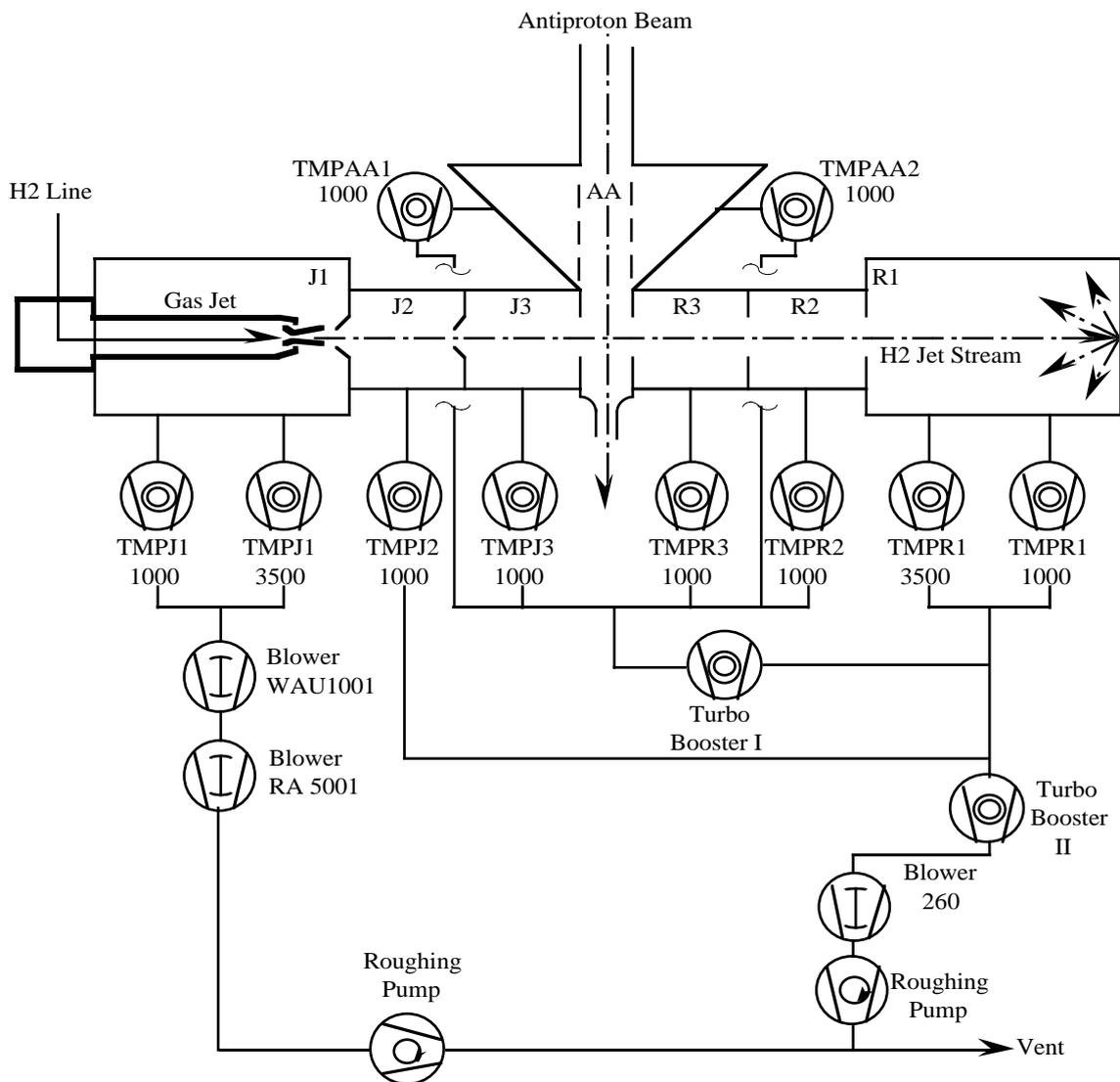


Fig 3.5.2: La nuova configurazione del sistema di pompaggio. E' stata aggiunta una *roots* per migliorare il prevuoto della Turbo Booster II. La bocca di uscita della TMPJ2 e' stata collegata direttamente alla Turbo Booster II, in maniera da migliorare il prevuoto delle TMPAA1 e TMPAA2. La pressione in AA dipende, cosi', dalle velocita' di pompaggio delle pompe e non piu' dal rapporto di compressione.

# Appendice

## § A.0: Le pompe da vuoto impiegate per la Jet Target.

Lo stadio di recupero della Jet Target e' stato progettato per minimizzare il flusso di idrogeno nell'*Antiproton Accumulator*. a questo scopo sono stati impiegati 2 diversi tipi di pompe da vuoto: le rotative (*rotary vane pumps* e *roots blowers*) e le turbomolecolari (*turbomolecular pumps*). Mi appresto a descrivere i principi di funzionamento e le caratteristiche di ciascuna [16].

## § A.1: Le pompe rotative.

Le rotative appartengono a quella categoria di pompe meccaniche che comprimono ed espellono il gas con l'impiego di pistoni, rotori, valvole e altri dispositivi (pompe a compressione). Esistono in commercio pompe rotative a secco (ad esempio le *roots blowers*) o lubrificate con olio (ad esempio le *rotary vane pumps*). Nel caso delle seconde, il contatto con l'olio delle parti meccaniche in movimento consente di ottenere, in un unico stadio, elevati (fino a  $10^5$ ) rapporti di compressione (il rapporto tra la pressione nel volume da pompare e la pressione alla bocca di uscita della pompa). Senza lubrificazione, come nel caso delle pompe a secco, i flussi contrari di gas (quelli che dalle regioni della pompa a piu' alta pressione vanno verso la bocca di entrata) sono molto grandi e, di conseguenza, i rapporti di compressione ottenibili molto piu' bassi (circa 10). Tutte le rotative, ad eccezione delle *roots*, sono fornite del dispositivo di "*gas ballast*", il quale permette, ponendo dei limiti sulla prestazione della pompa, di eliminare i vapori (specialmente d'acqua). Senza questo dispositivo, tali vapori, nella fase di compressione, condenserebbero, peggiorando il rapporto di compressione della pompa e deteriorando velocemente gli olii di lubrificazione. Nel caso della Jet Target questo dispositivo non e' usato, dal momento che il gas da pompare e' idrogeno praticamente "puro" (si veda paragrafo § 3.3).

### § A.1.1: Le *Rotary vane pumps*.

Le *rotary vane pumps* (si veda figura A.1.1.1) sono costituite da una camera di pompaggio cilindrica (statore) (1) nella quale ruota, nella direzione della freccia, un rotore scanalato montato eccentricamente (2). Dentro le scanalature del rotore sono sistemate alcune palette (16), che vengono spinte fuori dalla loro sede per effetto della forza centrifuga o, in alcuni modelli, da opportune molle. Queste palette strisciano contro le pareti dello statore e, pertanto, trascinano l'aria risucchiata dalla bocca di entrata (4) per poi espellerla attraverso la valvola di scarico (12). La funzione dell'olio, in tutte le rotative, e' molteplice: serve come lubrificante a tenuta stagna, riempie le

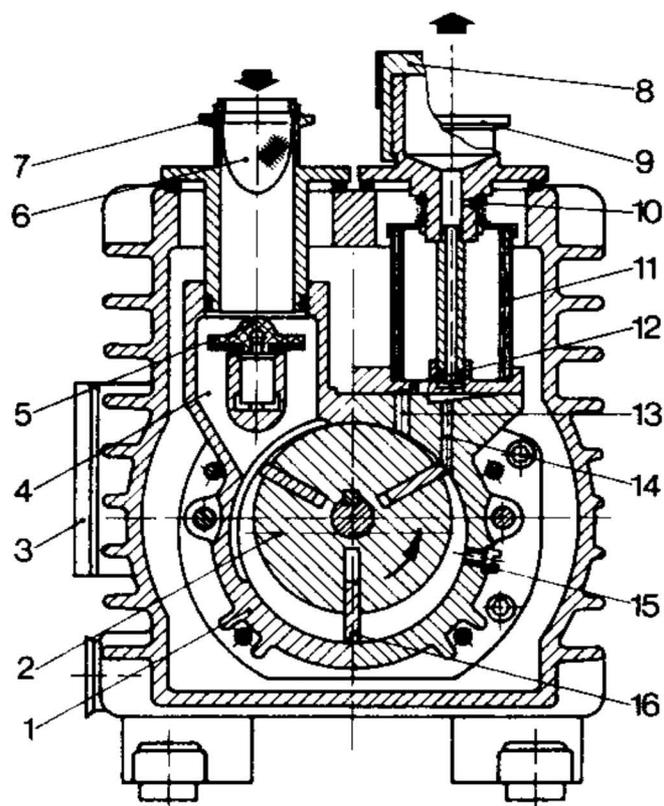


Fig.:A.1.1.1: 1 Camera di pompaggio; 2 Rotore; 3 Indicatore del livello dell'olio; 4 Condotto di entrata; 5 Valvola isolante; 6 Filtro per le impurita'; 7 Bocca di entrata; 8 Copercio della valvola del *gas ballast*; 9 Bocca di uscita; 10 Silenziatore dell'aria in entrata; 11 Filtro dell'olio; 12 Valvola di scarico (immersa nell'olio); 13 Condotto di uscita; 14 Condotto del *gas ballast*; 15 Iniettore dell'olio; 16 Paletta.

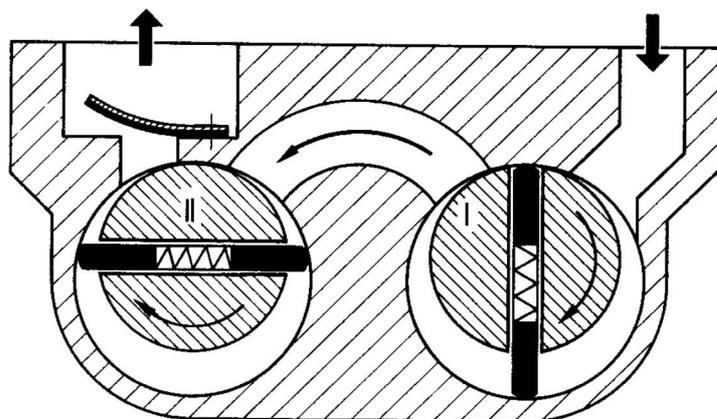


Fig. A.1.1.2: Sezione schematica di una *rotary vane pump* a due stadi. I° Stadio dell'alto vuoto (in cui viene usato olio lubrificante predegassato); II° Stadio del basso vuoto.

intercapedini vuote e aiuta il raffreddamento della pompa conducendo il calore generato dalla compressione.

Impiegando rotative in due stadi e' possibile raggiungere delle pressioni di lavoro e una pressione limite piu' basse, rispetto a quelle ottenibili da rotative ad un solo stadio. Cio' e' dovuto al fatto che, in quest'ultimo caso, l'olio di lubrificazione viene necessariamente in contatto con la pressione atmosferica, da cui assorbe una gran quantita' di gas che e' rilasciato in parte, durante la circolazione, nella zona a bassa pressione. Nel caso di rotative in due stadi, invece, nella regione del vuoto piu' spinto (si veda figura A.1.1.2) viene usato olio predegassato. Di conseguenza, la pressione limite raggiunge gia' la regione dell'alto vuoto ( $10^{-3} \div 10^{-7}$  mbar), mentre le piu' basse pressioni di lavoro si aggirano intorno alle minime del medio vuoto ( $10^{-3}$  mbar).

### § A.1.2: Le *Roots blowers*.

Le *roots pumps* sono generalmente impiegate in combinazione con stadi di pompaggio a monte (spesso costituiti da pompe rotative lubrificate ad olio) e portano l'intervallo di lavoro fino alla regione del medio vuoto ( $1 \div 10^{-3}$  mbar) e, nel caso di *roots* a due stadi, dell'alto vuoto ( $10^{-3} \div 10^{-7}$  mbar). Il principio di funzionamento delle *roots* permette la costruzione di pompe con velocita' di pompaggio (volume spazzato nell'unita' di tempo) molto alte (sopra i  $10^5$  m<sup>3</sup>/h) e, spesso, molto piu' economiche di altre pompe che lavorano nello stesso intervallo di pressione.

Le *roots* sono pompe a compressione nella cui camera interna ruotano, in direzioni opposte, due rotori sagomati, la cui forma, in sezione, e' approssimativamente ad otto (si veda figura A.1.2.1). La rotazione e' pilotata da un motore che sincronizza il movimento in maniera tale che i rotori non si tocchino e non urtino le pareti interne. Lo spazio tra i due rotori e tra i rotori e le pareti interne misura qualche decimo di millimetro. Di conseguenza, sono possibili alte velocita' di rotazione senza attriti meccanici.

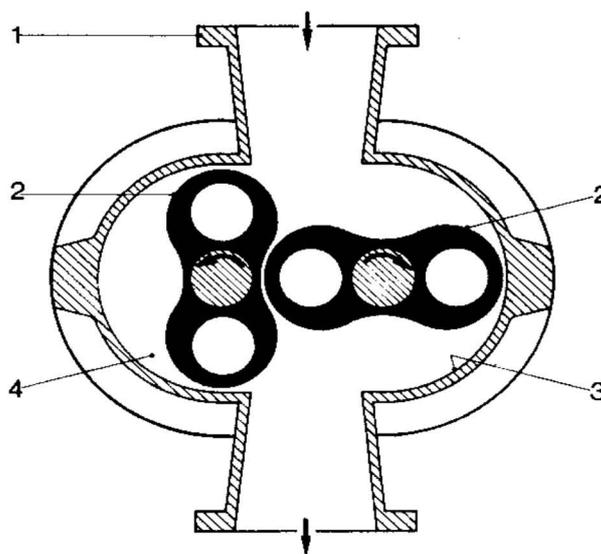


Fig. A.1.2.1: Sezione schematica di una *roots*. 1 Flangia di entrata; 2 I due rotori identici; 3 Pareti interne della camera di pompaggio; 4 Camera di pompaggio.

A differenza delle altre pompe rotative, le *roots* non sono lubrificate. Cio' causa la presenza di un flusso contrario di gas (come in tutte le pompe a secco) che portano ad ottenere rapporti di compressione relativamente bassi (da 10 a 100 a seconda della pressione alla bocca di entrata della pompa). Queste "perdite" sono strettamente correlate al principio di funzionamento della pompa, dal momento che alcune parti della superficie interna della camera di pompaggio sono alternativamente esposte alla bocca di entrata e alla bocca di uscita del gas (regione di piu' alta pressione). Qui, sia i rotori sia le pareti assorbono il gas, che viene poi rilasciato, a causa della rotazione, nella regione di basso vuoto. Il flusso contrario di gas dipende quantitativamente dallo spessore dello spazio vuoto tra i due rotori e tra i rotori e le pareti della camera di pompaggio. Tale spessore e' funzione della distribuzione di temperatura all'interno della pompa ed ha un minimo per pressioni all'entrata intorno ad 1 *mbar* (la curva sperimentale del rapporto di compressione, infatti, ha un massimo circa per questo valore). Per questa ragione, tale intervallo di pressioni rappresenta il punto di maggior pericolo di urto tra i rotori e le pareti.

Passero' ora a descrivere nel dettaglio le quantita' caratteristiche di una *Roots*, grandezze che risultano di fondamentale importanza nel progetto di un sistema da vuoto.

Il *throughput* effettivo  $Q_{eff}$  di gas che una pompa *roots* puo' trasportare si puo' esprimere come il *throughput* teorico  $Q_{th}$ , trasportato da una *roots* ideale (in cui non vi sia flusso contrario), meno il *throughput* di gas  $Q_{iR}$  del flusso contrario:

$$Q_{eff} = Q_{th} - Q_{iR}. \quad (A.1.2.1)$$

Il *throughput* teorico e' dato da

$$Q_{th} = p_a \cdot S_{th} \quad (A.1.2.2)$$

dove  $p_a$  e' la pressione alla bocca di entrata della pompa e  $S_{th}$  e' la velocita' di pompaggio teorica, esprimibile come il prodotto del volume  $V_s$  della camera di pompaggio per il numero  $n$  di giri dei rotori per unita' di tempo:

$$S_{th} = n \cdot V_s. \quad (A.1.2.3)$$

In analogia con la A.1.2.2, il *throughput* del flusso contrario si esprimerà'

$$Q_{iR} = p_V \cdot S_{iR}, \quad (A.1.2.4)$$

dove  $p_V$  e' la pressione alla bocca di uscita della pompa e  $S_{iR}$  e' la velocita' di pompaggio (fittizia) di ritorno, esprimibile come

$$S_{iR} = n \cdot V_{iR}, \quad (A.1.2.5)$$

essendo  $V_{iR}$  il volume di gas che fluisce nella direzione inversa durante un giro dei rotori.

L'efficienza volumetrica  $\eta$  di una *roots* si scrive, per definizione,

$$\eta = \frac{Q_{eff}}{Q_{th}}. \quad (A.1.2.6)$$

Pertanto, usando le relazioni precedenti:

$$\eta = 1 - \frac{p_V}{p_a} \frac{S_{iR}}{S_{th}} \quad (\text{A.1.2.7})$$

Se si denota con la lettera  $k$  il rapporto di compressione  $\frac{p_V}{p_a}$ , ne segue

$$\eta = 1 - k \frac{S_{iR}}{S_{th}} \quad (\text{A.1.2.8})$$

Il massimo valore del rapporto di compressione si ha per un *throughput* effettivo  $Q_{eff}=0$  (condizione di regime: i rotori trasportano tanto gas quanto ne ritorna indietro come flusso contrario). Tale valore (indicato con  $k_0$ ) si scrive

$$k_0 = \left( \frac{S_{th}}{S_{iR}} \right)_{\eta=0} \quad (\text{A.1.2.9})$$

e rappresenta una quantita' caratteristica di ciascuna *roots*. Generalmente, la ditta costruttrice ne da' il valore sperimentale in funzione della pressione alla bocca di uscita della pompa (si veda grafico di figura A.1.2.2). Il valore di  $k_0$  dipende anche dalla natura del gas.

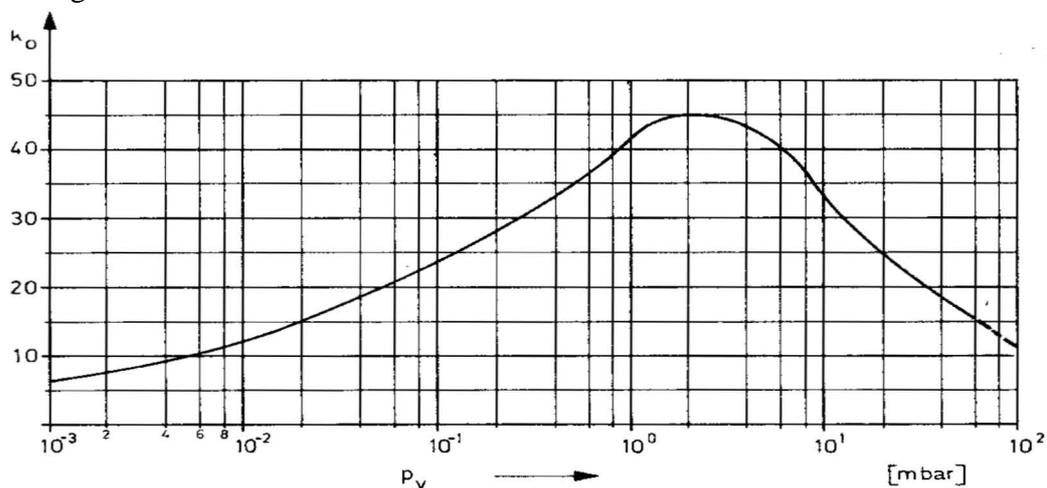


Fig. A.1.2.2: Tipico grafico del massimo rapporto di compressione di una pompa *roots*, in funzione della pressione alla bocca di uscita.

Varra' pertanto la relazione, di carattere generale,

$$\eta = 1 - \frac{k}{k_0} \quad (\text{A.1.2.10})$$

Nella maggior parte dei casi (e in particolare nel sistema di pompaggio della Jet Target), a causa del basso rapporto di compressione, una pompa *rootr* viene impiegata congiuntamente ad uno stadio di pompaggio a monte, con velocita' di pompaggio nominale  $S_V$ , costituito generalmente da una o piu' pompe rotative in serie. In questi casi, l'equazione di continuita' per il flusso di gas si scrive

$$S_V p_V = S_{eff} p_a = \eta S_{th} p_a, \quad (\text{A.1.2.11})$$

avendo introdotto una velocita' di pompaggio effettiva  $S_{eff}$  per la *roots*, tale che

$$Q_{eff} = p_a \cdot S_{eff} \quad (\text{A.1.2.12})$$

Pertanto,

$$k = \frac{p_V}{p_a} = \eta \frac{S_{th}}{S_V} \quad (\text{A.1.2.13})$$

Se indichiamo con  $k_{th}$  il rapporto di compressione per una *roots* ideale (in cui  $\eta=1$ ), si avra'

$$k_{th} = \frac{S_{th}}{S_V} \quad (\text{A.1.2.14})$$

e la A.1.2.13 si scrivera'

$$k = \eta k_{th}. \quad (\text{A.1.2.15})$$

Cio' significa che, poiche' l'efficienza volumetrica  $\eta$  e' sempre minore di 1, il rapporto di compressione di una *roots*, combinata con uno stadio di pompaggio a monte, e' sempre minore di  $k_{th}$ .

Sostituendo la A.1.2.10 nella A.1.2.15, si ottiene la relazione fondamentale

$$\eta = \frac{k_0}{k_0 + k_{th}}, \quad (\text{A.1.2.16})$$

in cui l'efficienza volumetrica e' espressa solo tramite quantita' caratteristiche della *roots* (come  $k_0$  e  $S_{th}$ ) e del sistema di pompaggio a monte (come  $S_V$ ).

## § A.2: Le pompe turbomolecolari.

Il principio di funzionamento della pompa turbomolecolare (ben conosciuto gia' dal 1913) consiste nel fare in modo che le particelle di gas da pompare ricevano un impulso nella direzione opportuna, per impatto con le superfici di un rotore in movimento rapido. Le superfici del rotore, generalmente a forma di disco, formano, con le superfici di uno statore fisso, degli spazi interstiziali attraverso cui il gas viene trasportato fino alla bocca di uscita della pompa. Nel progetto originale di Gaede e nelle sue successive modificazioni, gli spazi interstiziali (detti anche canali di trasporto) risultavano essere molto vicini, il che rappresenta grosse difficolta' di realizzazione e una alta sensibilita' alle contaminazioni meccaniche.

Solo mediante l'impiego di un rotore lamellato a forma di turbina e' stato possibile, per la prima volta, considerare costruibile una pompa turbomolecolare. Lo spazio tra lo statore e il disco rotore diventa dell'ordine di qualche millimetro, in maniera tale che possano essere consentite maggiori tolleranze e, pertanto, condizioni di lavoro piu' sicure. La figura A.2.1 mostra il disegno in sezione di una tipica pompa turbomolecolare.

La pompa e' un compressore assiale di flusso, il cui dispositivo di pompaggio e' la coppia statore (1)/rotore (2). Si puo' pensare che questi siano formati da diversi stadi, montati in serie, composti da righe circolari di lamelle a turbina. Il gas da pompare, attraverso l'apertura della flangia di entrata (3), arriva direttamente al dispositivo di pompaggio nella zona delle lamelle superiori: lo "stadio da vuoto". Queste hanno una forma particolarmente allungata (4) per formare una grossa apertura anulare di entrata. Il gas viene convogliato dallo stadio da vuoto verso gli stadi inferiori di compressione, le cui lamelle sono molto piu' corte (5). Qui, il gas viene compresso alla pressione

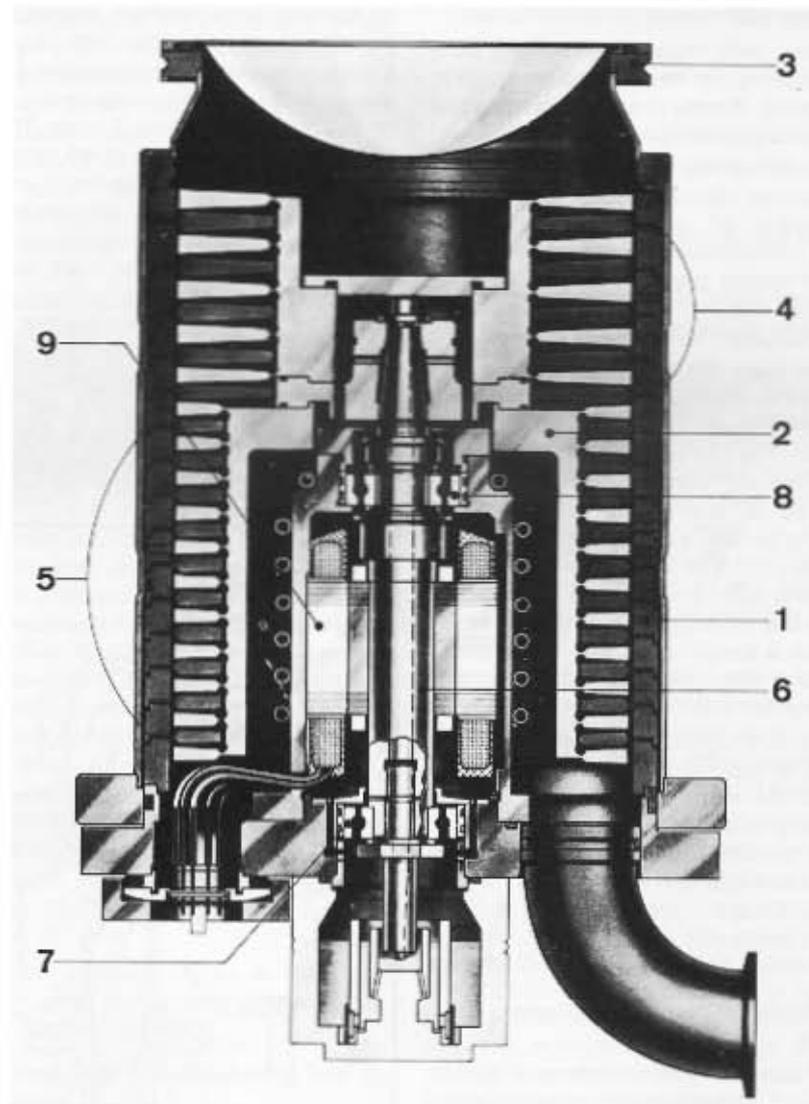


Fig. A.2.1: Sezione di una pompa turbomolecolare. 1 Lamelle dello statore; 2 Corpo del rotore; 3 Flangia di entrata; 4 Lamelle dello stadio da vuoto; 5 Lamelle dello stadio di compressione; 6 Albero motore; 7 & 8 cuscinetti a sfera; 9 Motore ad alta frequenza.

raggiunta dallo stadio di pompaggio a monte della turbopompa e, poi, espulso. Il rotore a turbina e' montato sull'albero motore e sostenuto da due cuscinetti a sfera di precisione (7 e 8), sistemati nel vano motore (in versioni piu' sofisticate, il sostenimento e' magnetico). L'albero e' direttamente pilotato da un motore (9) a media frequenza ( $24'000 \div 30'000$  giri al minuto) collocato nella regione del basso vuoto, in maniera tale da rendere non necessario un controllo esterno, a pressione atmosferica. Questo motore e' alimentato e controllato automaticamente da un convertitore di frequenza, generalmente a stato solido per assicurare un basso livello di rumore.

L'andamento della velocita' di pompaggio di una pompa turbomolecolare e' mostrato in figura A.2.2. Questa rimane costante per tutto l'intervallo di lavoro e incomincia a decrescere per pressioni alla bocca di entrata maggiori di  $10^{-2}$  mbar. Questo valore di

soglia indica la transizione dal regime di flusso molecolare al regime di flusso laminare viscoso. La figura mostra anche come la velocita' di pompaggio dipenda dal tipo di gas.

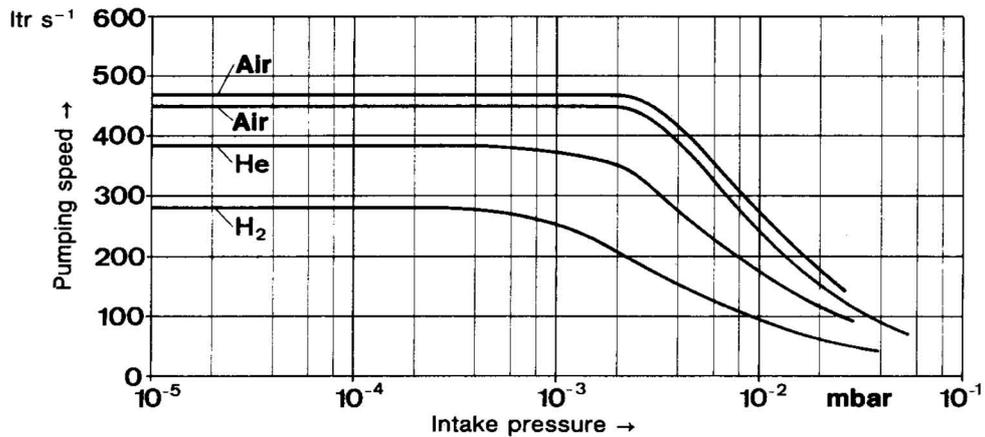


Fig. A.2.2: Andamento della velocita' di pompaggio di una pompa turbomolecolare in funzione della pressione alla bocca di entrata.

Il rapporto di compressione delle pompe turbomolecolari (si veda figura A.2.3) e' molto alto per gas pesanti, per ragioni legate alle dimensioni delle molecole. Pertanto, nel caso in cui la pressione parziale per idrogeno (il gas piu' "leggero") sia tenuta molto bassa dagli stadi di pompaggio a monte, una pompa turbomolecolare puo' raggiungere, in condizioni ottimali, un range di pressioni intorno ai  $10^{-11}$  mbar.

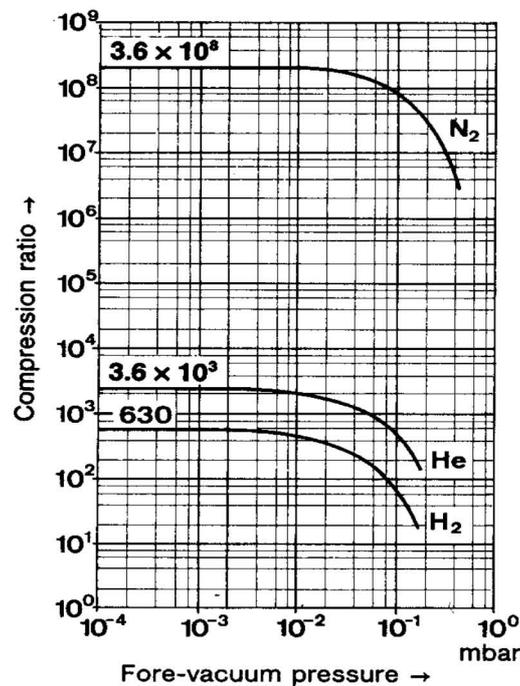


Fig.A.2.3: Tipico andamento del rapporto di compressione di una pompa turbomolecolare in funzione della pressione alla bocca di uscita. Come si puo' vedere, il rapporto di compressione piu' basso si ha per idrogeno (gas piu' leggero).

Analisi spettrografiche condotte sulla Jet Target, in condizioni di alto vuoto, hanno rivelato la presenza dominante di gas di idrogeno (si veda figura A.2.4), rilasciato dalla pareti metalliche che lo avevano assorbito durante le misure con il bersaglio attivato.

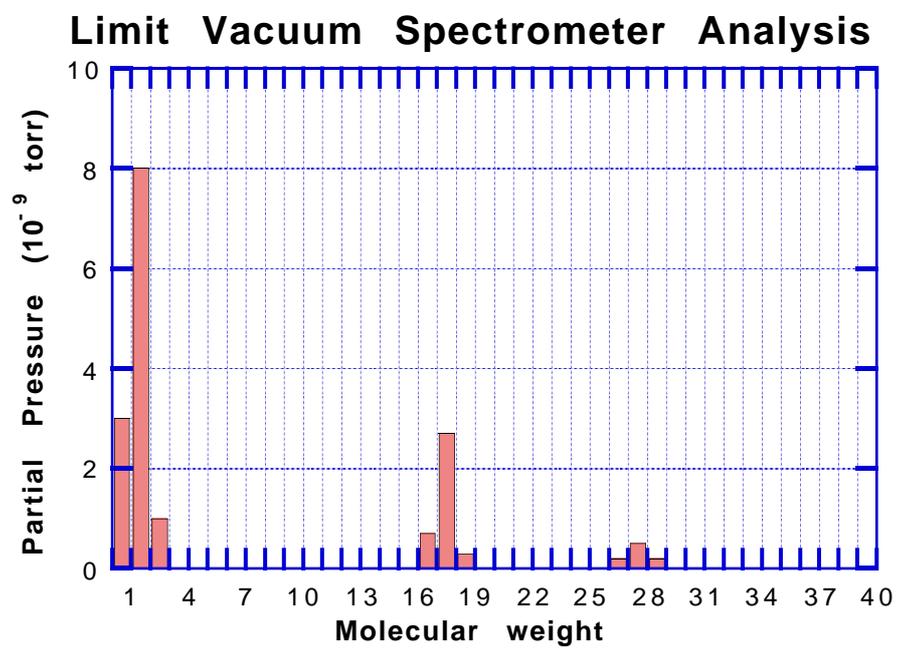


Fig. A.2.4: Lo spettro del gas residuo. La frazione di molecole pesanti e' molto bassa, in particolare, non sono state registrate molecole la cui massa fosse superiore a 28.

# Bibliografia

- [1] J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1406  
J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1404
- [2] B.R. Martin e G. Shaw, "Particle physics" (1987), J. Wiley & Sons
- [3] R. Cester e P.A. Rapids, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **44** (1994), 329
- [4] A.A. Zholentzet et al., Phys. Lett. **B96** (1980), 214
- [5] T.A. Armstrong et al., Phys. Rev. **D47** (1993), 772  
T.A. Armstrong et al., Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 1468
- [6] Particle Data Group, K. Hikasa et al., Phys. Rev. **D45** (1992)
- [7] T.A. Armstrong et al., Nucl. Phys. **B373** (1992), 35
- [8] D. Bonsi, Tesi di Laurea, Universita' degli studi di Ferrara, (1994)
- [9] T.A. Armstrong et al., Nucl. Phys. Lett. **70** (1993), 2988
- [10] T.A. Armstrong et al., Nucl. Phys. Lett. **69** (1992), 2337
- [11] K. Hikasa et al., Phys. Rev. **D45**: S1 (1992)
- [12] T.A. Armstrong et al., Revised Proposal P-835, (1992)
- [13] E. Altshuler e D. Silverman, UC Irvine Technical Report 92-35
- [14] G. Boero, Tesi di Laurea, Universita' degli studi di Genova, (1994)
- [15] J.F. O'Hanlon, "A user's guide to vacuum technology" (1989), J. Wiley & Sons
- [16] Leybold-Heraeus, "Product and vacuum technology reference book" (1985).

# Ringraziamenti

E' doveroso, innanzi tutto, ringraziare il Professor Marinelli, non solo per il competente supporto in tutte le fasi di questo lavoro di tesi, ma anche per i preziosi consigli di carattere professionale, di cui ho fatto tesoro. Ringrazio il Professor Santroni, per aver corretto gli errori che mi erano sfuggiti, e la Dottoressa Claudia Patrignani, per le lunghe chiacchierate sulla fisica del charmonio.

Voglio poi ringraziare i colleghi del P.A.B. del FermiLab, in particolare Cary Kendziora, Del Allspach e Ron Davis: con la loro simpatia e la squisita ospitalita' hanno reso il soggiorno di duro lavoro a Chicago un periodo che ricordo con simpatia e calore.

Ringrazio i compagni dell'Universita': la loro intelligente ironia e la sincera amicizia hanno reso anche i momenti piu' difficili occasioni per una risata.

In ultimo ringrazio la mia famiglia e la mia ragazza, Maura, del sostegno e della stima che, nonostante le vicissitudini, mi e' sempre stato di grande conforto.