Capitolo 2

Le misure sulla Jet Target

§ Paragrafo 2.0: Introduzione.

La Jet Target, impiegando un nozzle a trombetta di $37 \mu m$ 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'eperienza diretta, si puo' vedere che tutte le grandezze introdotte (la densita' ρ, 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

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

dove Φ_{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 Φ_{Jet} tramite l'equazione che definisce la velocita' di pompaggio S della camera in cui il Jet viene raccolto. Tale relazione si puo' scrivere

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

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 Φ_{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. Urtandolo, 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 Aplifier 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*.

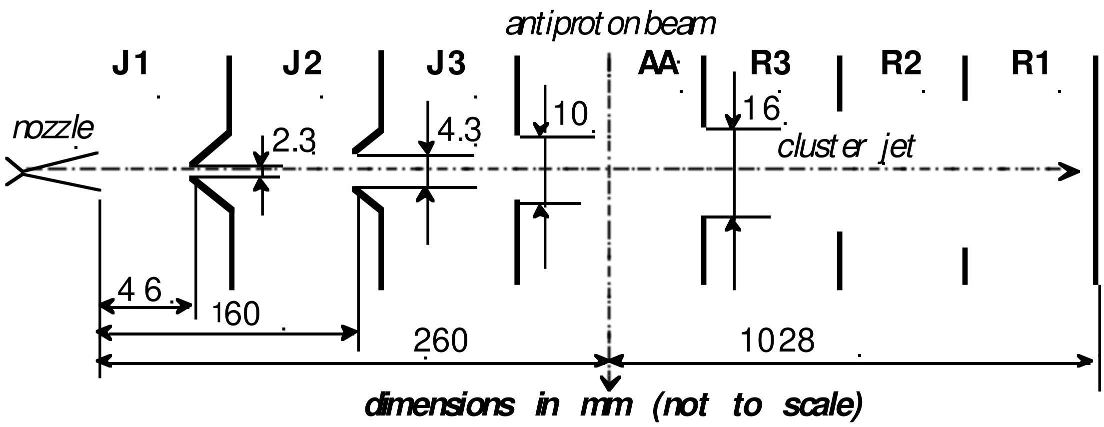


Fig. 2.2.1. Schema dei diametri di apertura degli skimmer e dei diaframmi (disegno non in scala).

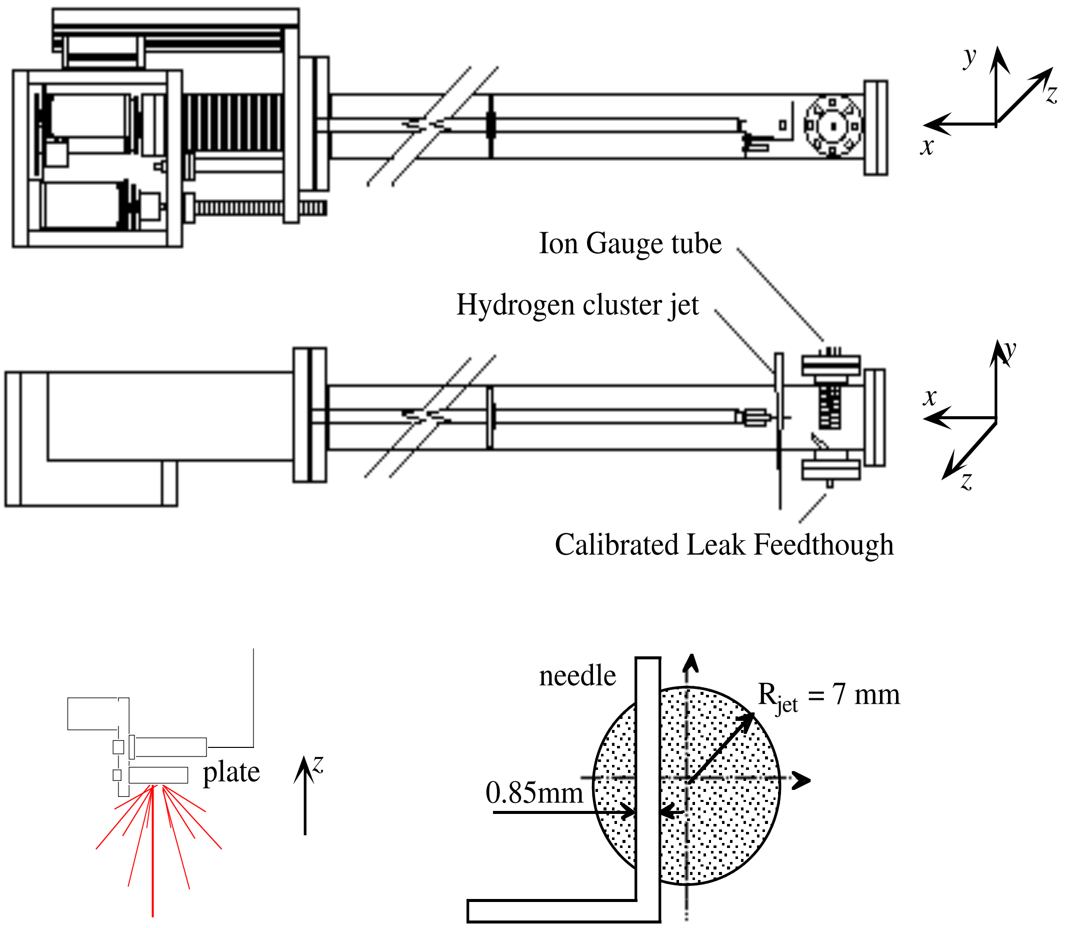
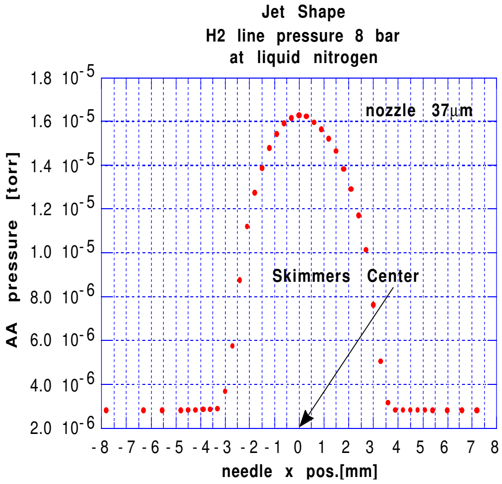
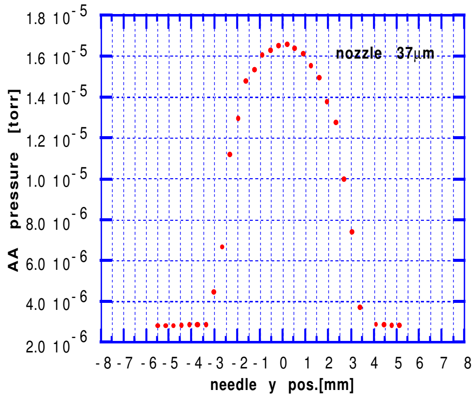
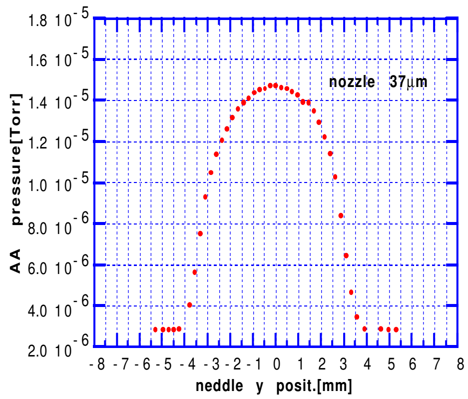


Fig. 2.2.2: Schema del *needle* usato per la misura della sezione del bersaglio in AA.



(*a*)





(*b*) (*c*)

Fig. 2.2.3:Distribuzione di densita' del fascio: (*a*) orizzontalmente nella zona di interazione, (*b*) verticalmente a z=-19 *mm*, (*c*) verticalmente a z=+19 *mm*.

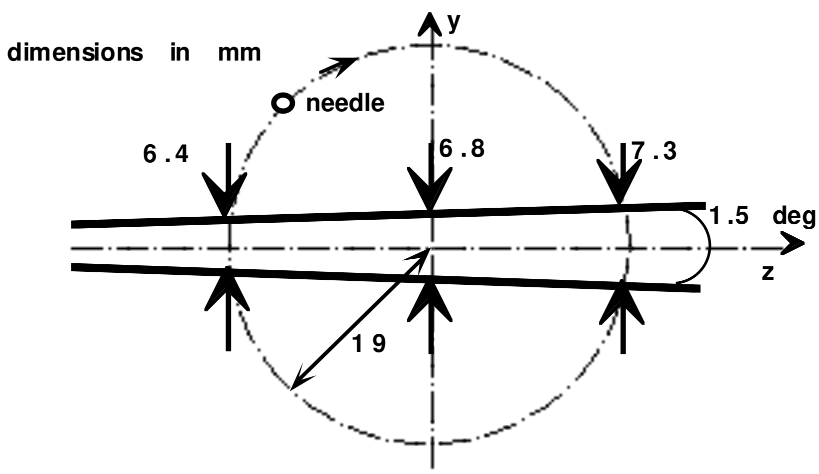
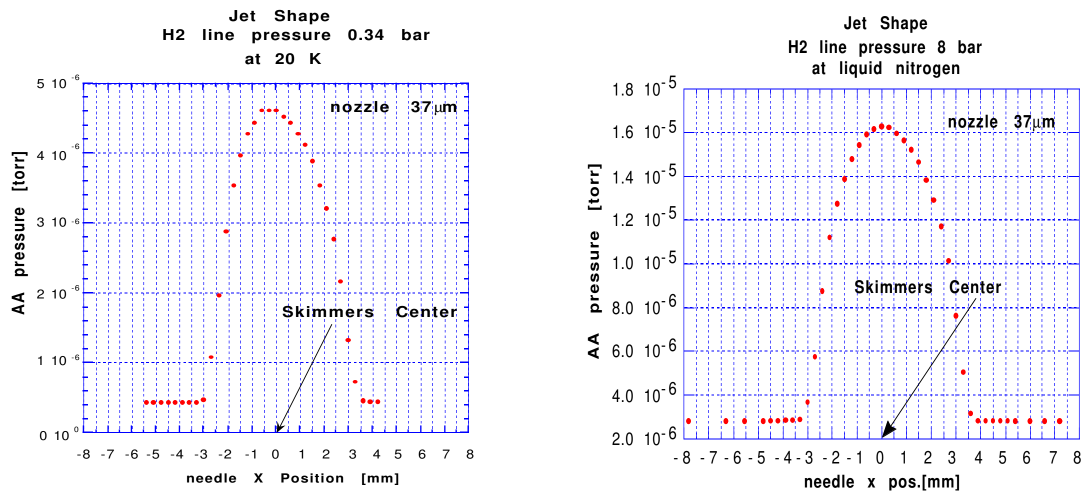


Fig. 2.2.4:Dimensioni del jet nella zona di interazione: il cerchio di 19 *mm* di raggio e' il percorso del *needle* a forma di L, ruotando intorno all'asse *x* (si notino le due intersezioni con il fascio). Il bersaglio ha forma conica, come da progetto.

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 ± 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).



(*a*) (*b*)

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'

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

§ Paragrafo 2.3 : La misura del flusso Φ_{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 Φ tramite la relazione

$$Q = \Phi \cdot RT \tag{2.3.1}$$

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 Φ, 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

$$Q = \frac{\mathrm{d}(P \cdot V)}{\mathrm{d}t} \tag{2.3.2}$$

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

$$Q = P \cdot S \tag{2.3.3}$$

avendo definito la velocita' di pompaggio $S = \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t}$.

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 Φ_{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 conscenza 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 Φ_{Jet}.

Per eseguire un controllo incrociato, e' stato ricavato in un caso Φ_{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 neddle), 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 Φ_{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 evepora, 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 μm, che risulta essere molto maggiore rispetto al diametro medio calcolato per cluster di $10^5 \div 10^6$ molecole di idrogeno (10 ÷ 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 chopeer 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.

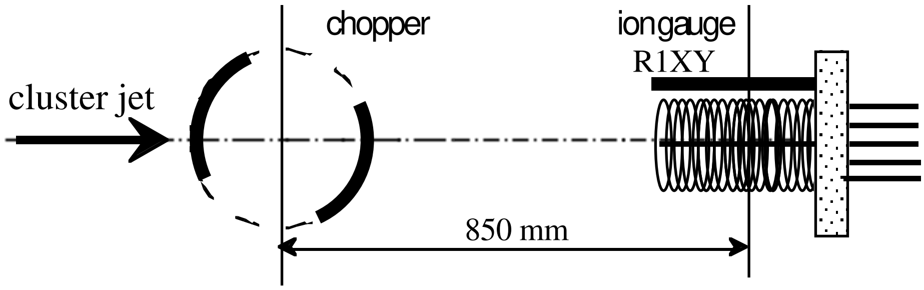


Fig. 2.4.1: Apparato per la misura del tempo di volo: il chopper e' posto nella camera AA e il *gauge* che fa da detettore e' posto in R1.

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

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

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

$$t_{of} = \frac{1}{2}\frac{1}{360}\frac{\mathrm{d}(\Delta\Phi)}{\mathrm{d}f} \qquad (2.4.2)$$

ed e' sperimentalmente determinabile misurando lo sfasamemto $\Delta\Phi$ 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

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

dove $W = 2.016\ 10^{-3}$ 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).

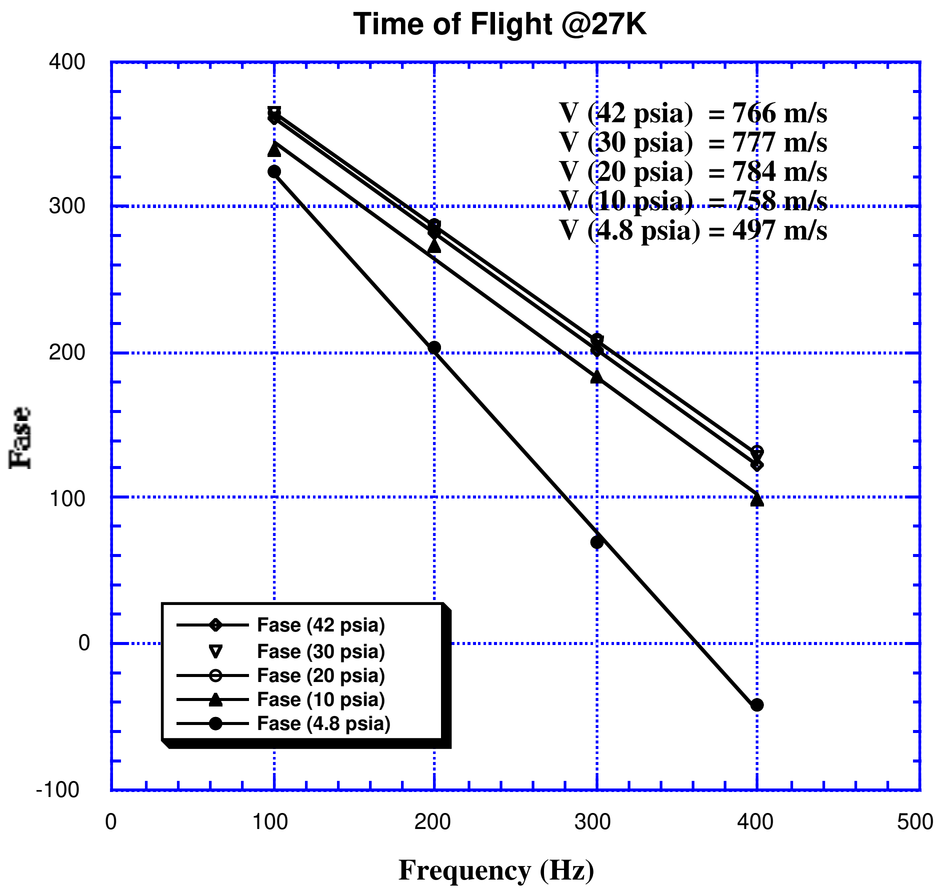


Fig. 2.4.2: Sfasamento tra il segnale modulato, registrato in R1, e il trigger, per diversi valori della frequenza di rotazione del chopper.

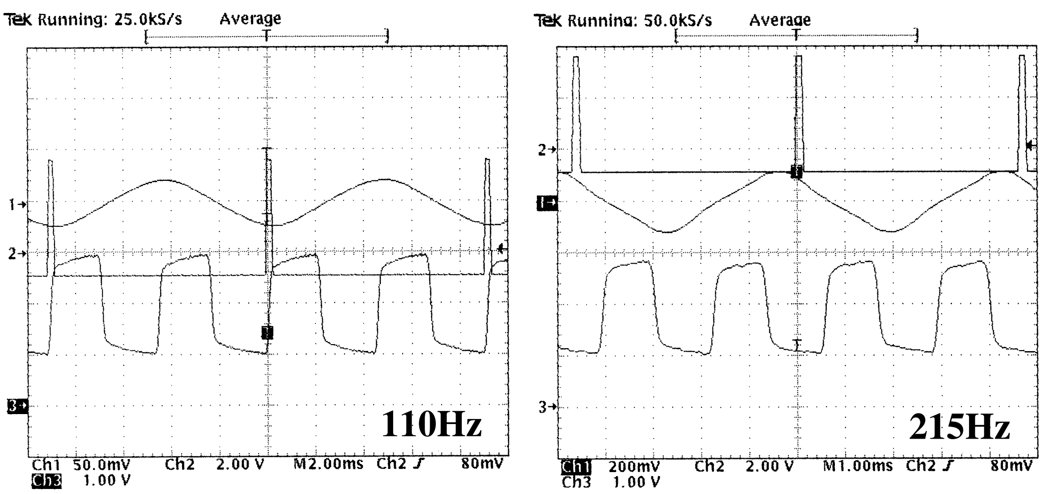
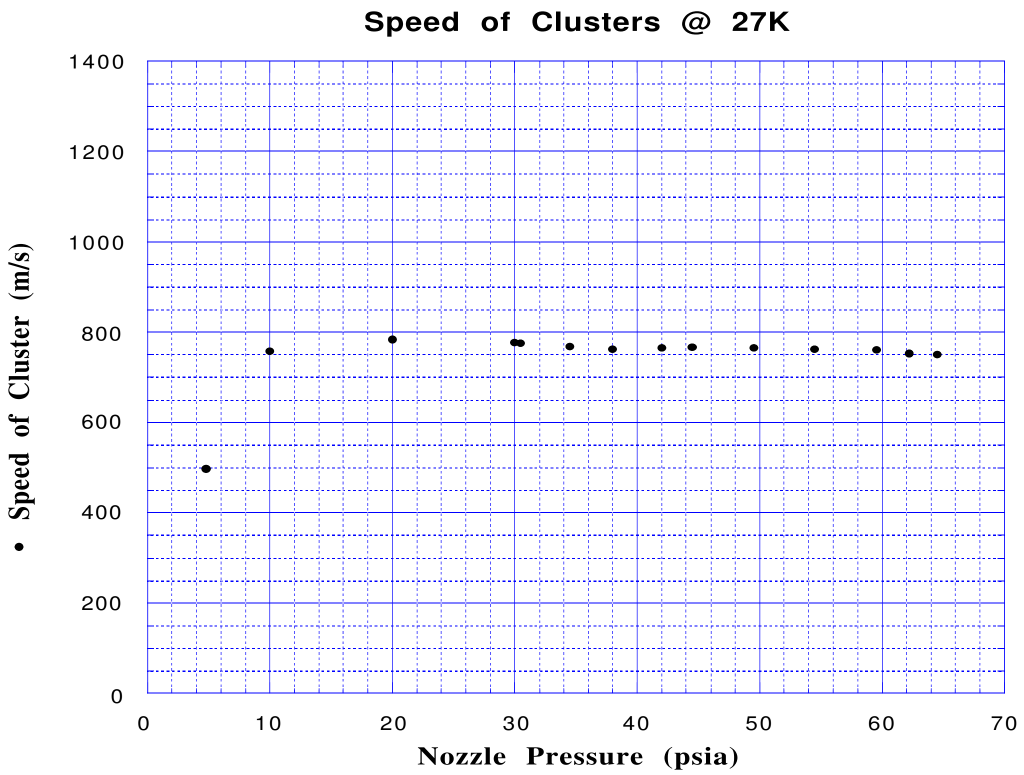


Fig 2.4.3: Il segnale di trigger (traccia con gli *spike*), il segnale del fascio modulato (traccia quadra) e il segnale in corrente inviato al motore sincrono del chopper (traccia sinusoidale). Notare la variazione di sfasamento tra il trigger e il fascio *choppato* per le due diverse frequenze di rotazione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



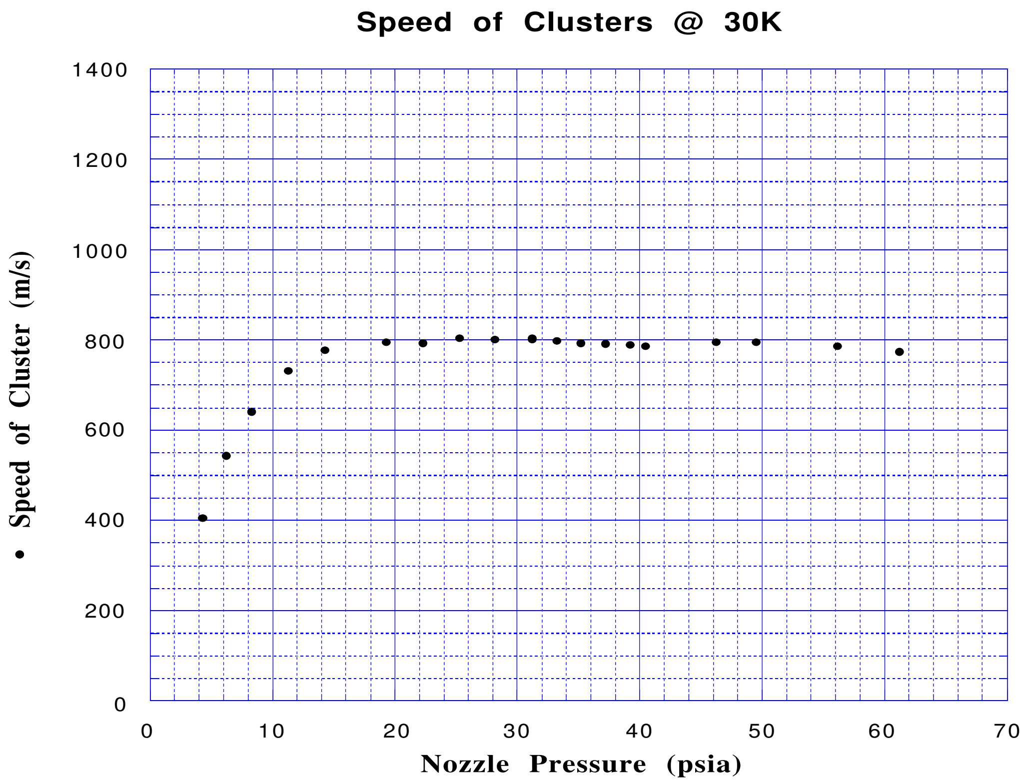


Fig. 2.4.4: Velocita' dei cluster, al variare della pressione, a 27K e a 30K. Notare l'andamento simile, ma la diversita' nel valore del pianerottolo di velocita', per le due condizioni di temperatura.

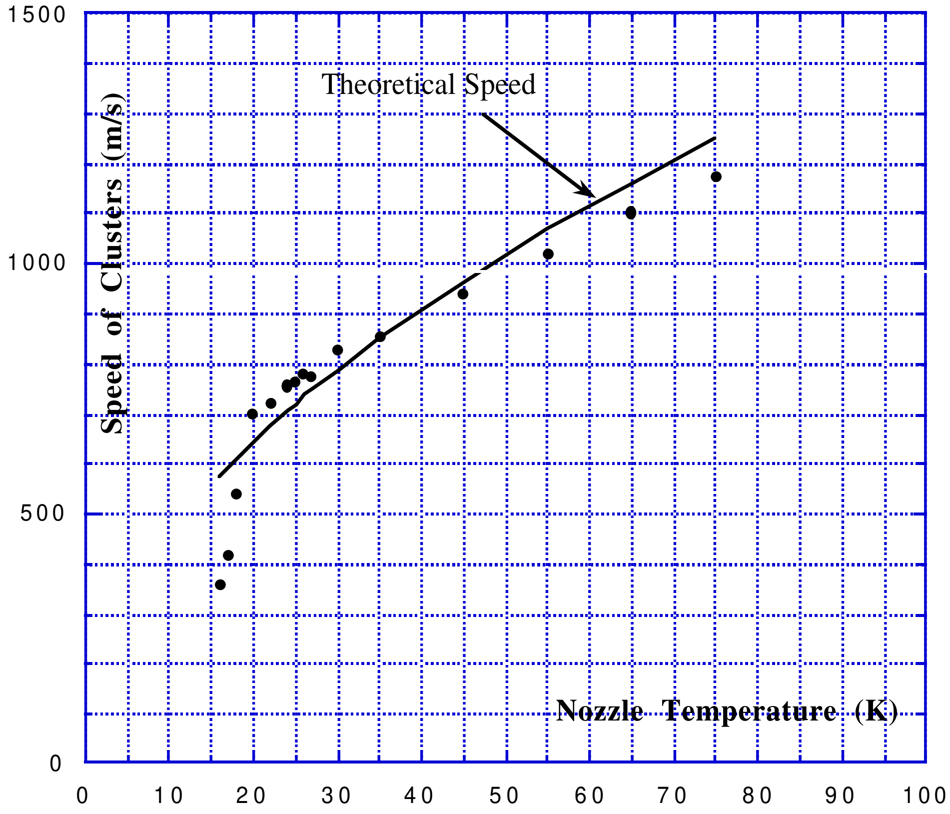
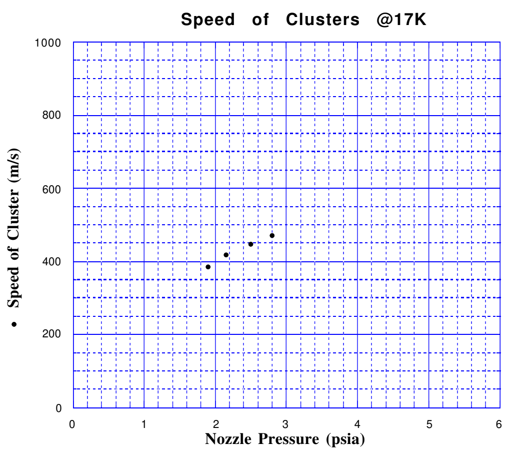


Fig. 2.4.5: Confronto tra i pianerottoli di velocita' misurati e l'andamento dato dalla teoria.

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'.



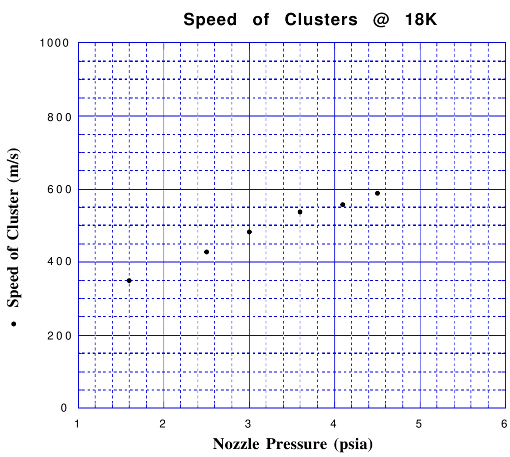


Fig. 2.4.6: Velocita' dei cluster a bassa temperatura: l'andamento non si stabilizza su un pianerottolo dal momento che, per pressioni piu' alte di quelle per cui si e' fatta la misura, l'idrogeno passa dalla fase gassosa alla fase liquida.

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 μs di salita e 300 μs di discesa, contro i 2410 μs 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 *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'

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

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

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 ÷ 10 μs.

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 τ la durata di tale tempo di salita: il tempo di volo dei cluster piu' veloci sara'

$$t_{of}^{min} = \frac{s}{\overline{V}_{Cl}} - \tau \tag{2.4.5}$$

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

$$V_{Cl}^{max} = \frac{s}{\frac{s}{\overline{V}_{Cl}} - \tau} \tag{2.4.6}$$

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 $\overline{V}_{Cl}$= 760 *m/s*. Ne segue che la massima velocita' dei cluster si aggira intorno a V_{Cl}^{max}= 900 *m/s*.

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

$$V_{Cl}^{max} = \frac{s}{\frac{s}{\overline{V}_{Cl}} + \tau} \qquad (2.4.7)$$

e considerando un tempo di salita τ=300µs si ha V_{Cl}^{min} ~ 600 *m/s*.

La sovrastima della larghezza nella distribuzione di velocita' e', in queste condizioni, il 20% della $\overline{V}_{Cl}$. Poiche', in realta', l'effetto *rising sun* ha tempi caratteristici circa uguali alla meta' dei tempi di salita e di discesa della quadra, il ritardo dovuto allo sparpagliamento delle velocita' sara' circa il 50% di quello considerato. La larghezza della distribuzione sara' allora intorno al 10% della $\overline{V}_{Cl}$.

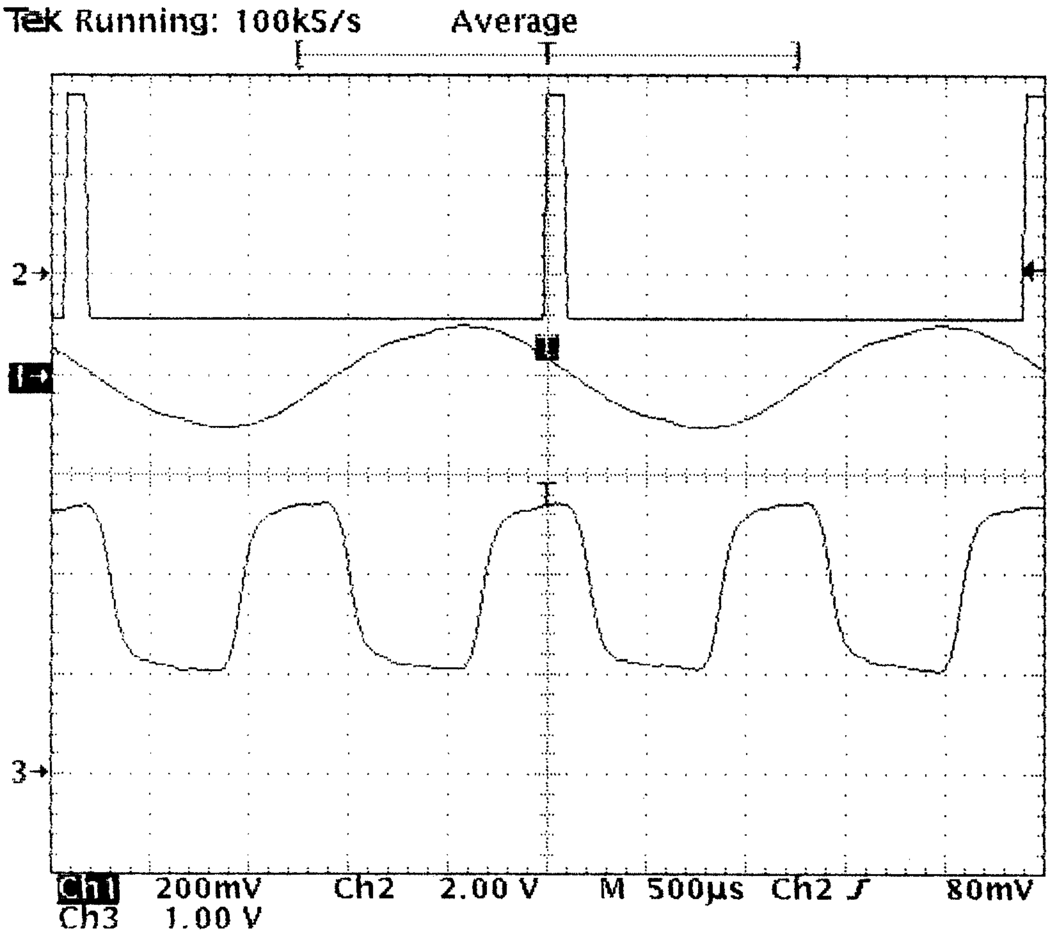


Fig. 2.4.7: Traccia dell'oscilloscopio per la frequenza di rotazione del chopper di 415 Hz: si notino i tempi di salita e di discesa del segnale registrato dal *gauge* in R1 (traccia in basso).

§ 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[5] 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.

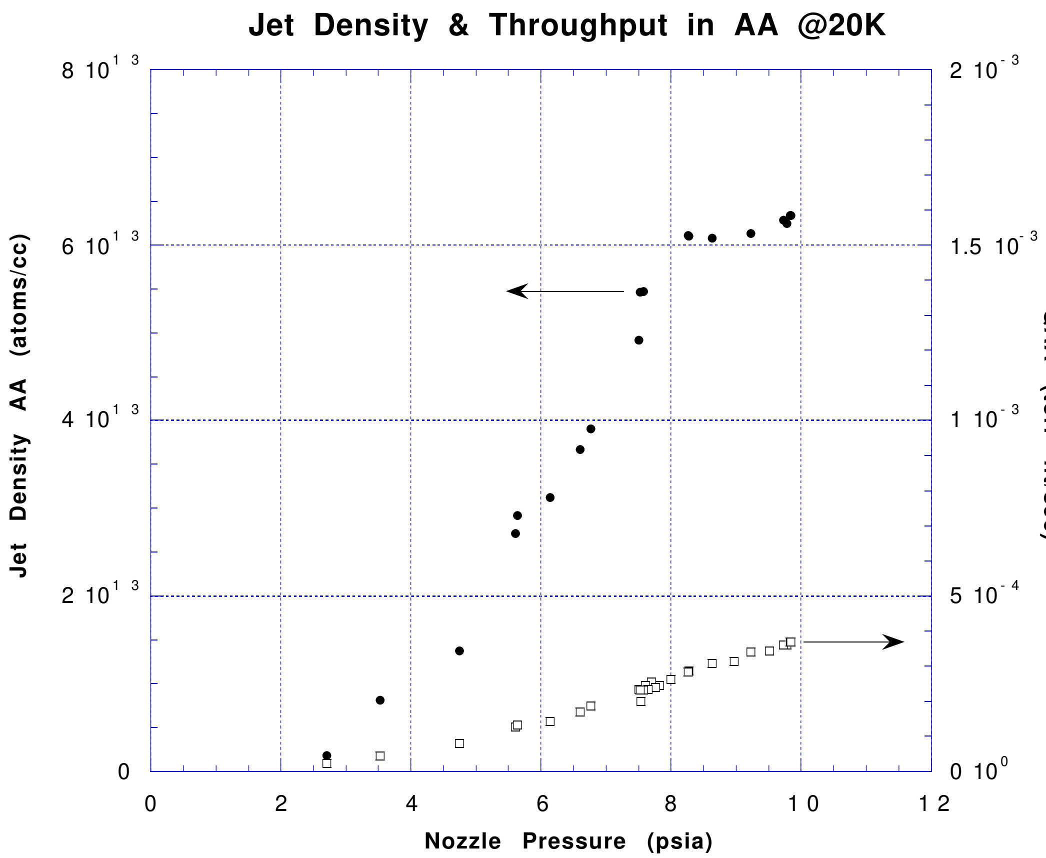
La Jet Target Effinciency e' il rapporto tra il numero di annichilazioni "utili", nell'unita' di tempo, (quelle che avvengono nella regione dell'*Antiproton Accumulator* monitorata dai rivelatori) e il numero totale di annichilazioni, nell'unita' di tempo, (tutte quelle che avvengono nell'accumulatore).Al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

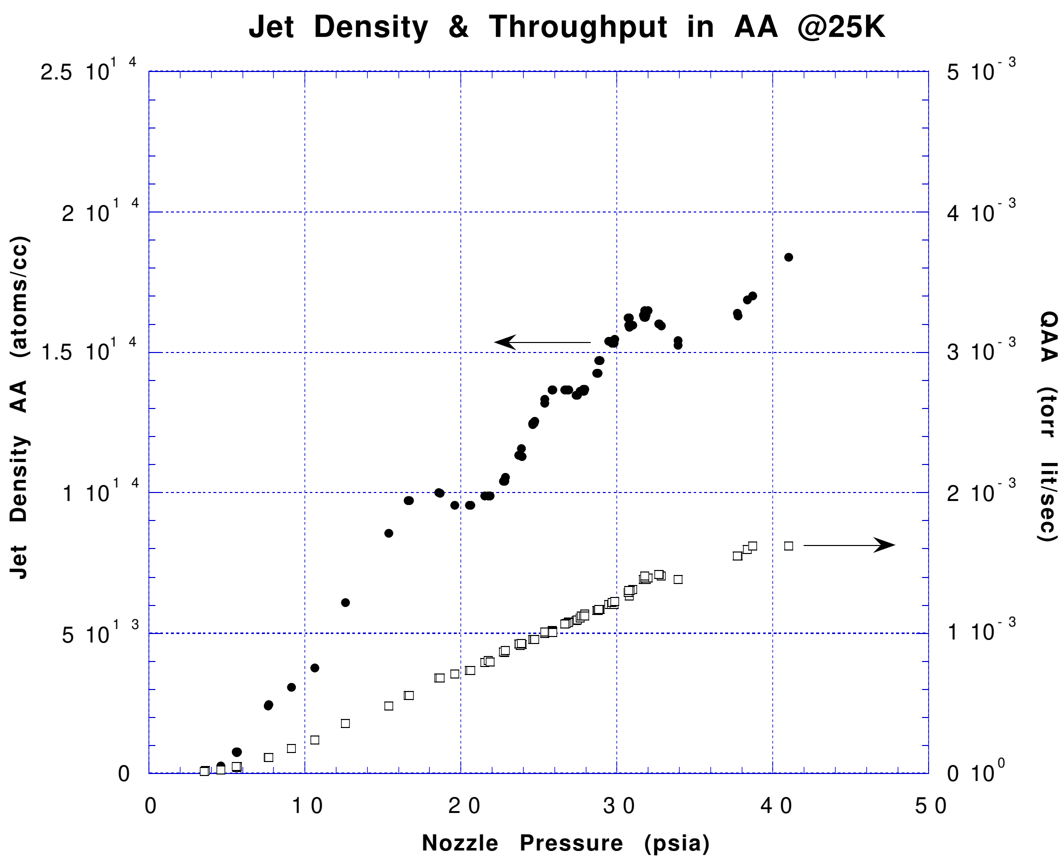
$$\frac{dn_{tot}}{dt} = \left(\sum_i \rho_i \cdot d_i \right) \cdot f \cdot N_{\bar{p}} \cdot \sigma, \qquad (2.6.1)$$

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

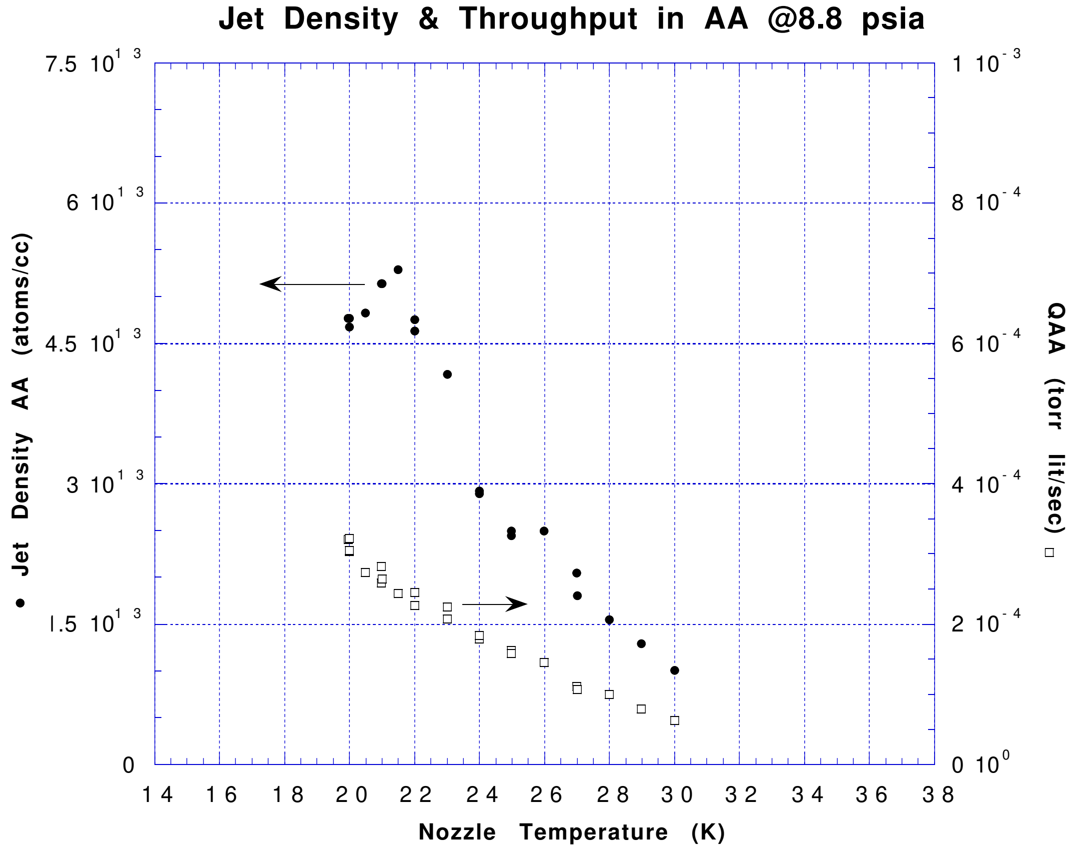
---

[5]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).

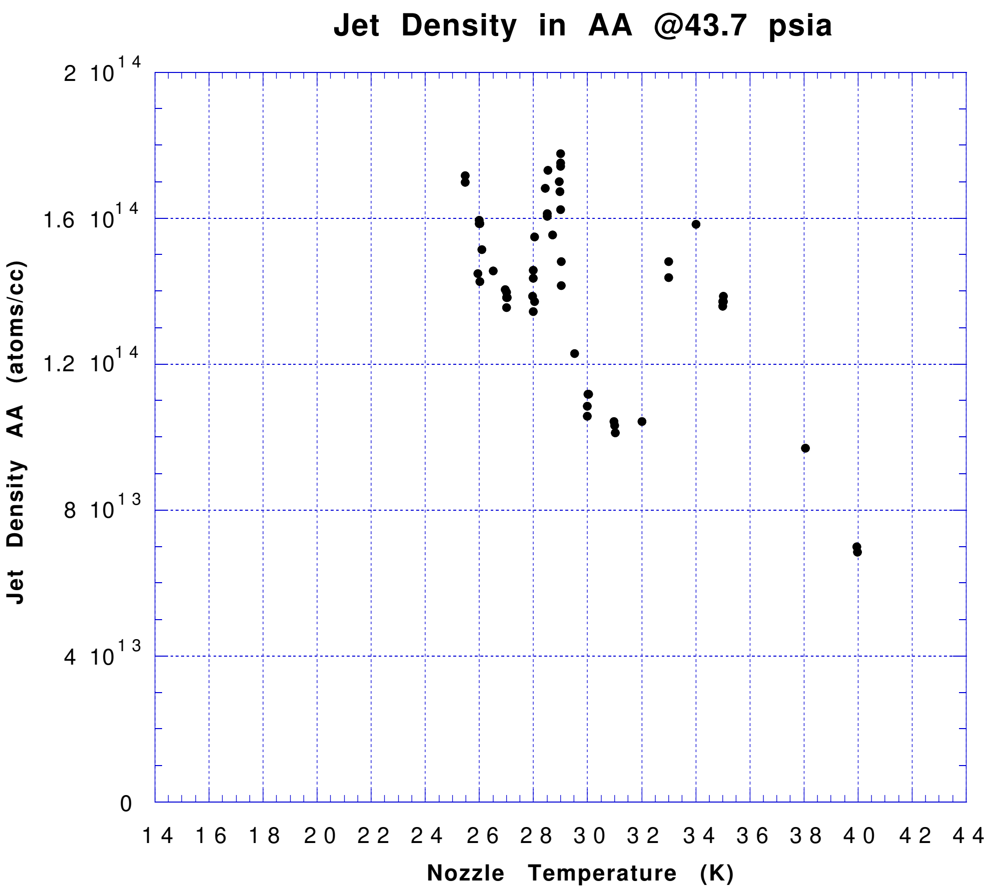

Jet Density & Throughput in AA @20K
Jet Density AA (atoms/cc)
QAA (torr lit/sec)
Nozzle Pressure (psia)
8 10^13
6 10^13
4 10^13
2 10^13
0
2 10^-3
1.5 10^-3
1 10^-3
5 10^-4
0 10^0
0
2
4
6
8
10
12


Jet Density & Throughput in AA @25K
Jet Density AA (atoms/cc)
QAA (torr lit/sec)
Nozzle Pressure (psia)
2.5 10^14
2 10^14
1.5 10^14
1 10^14
5 10^13
0
5 10^-3
4 10^-3
3 10^-3
2 10^-3
1 10^-3
0 10^0
0
10
20
30
40
50

(2.5.1.*a*)

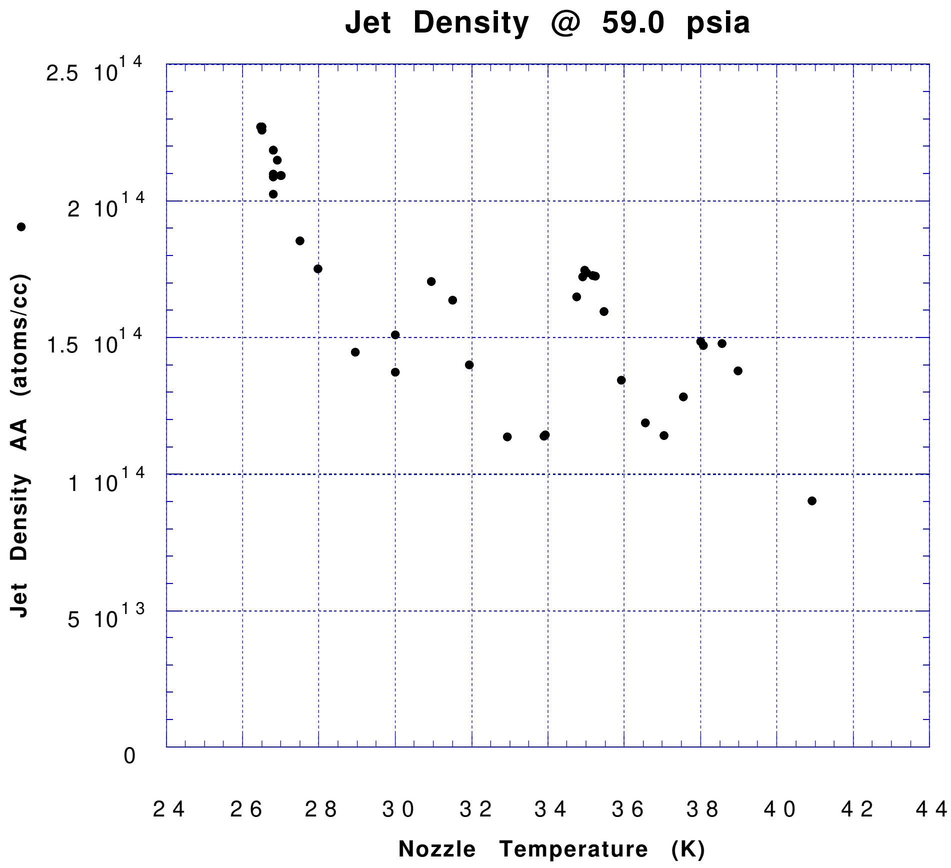


Jet Density & Throughput in AA @8.8 psia
• Jet Density AA (atoms/cc)
QAA (torr lit/sec) □
Nozzle Temperature (K)



Jet Density in AA @43.7 psia
Jet Density AA (atoms/cc)
Nozzle Temperature (K)

(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.

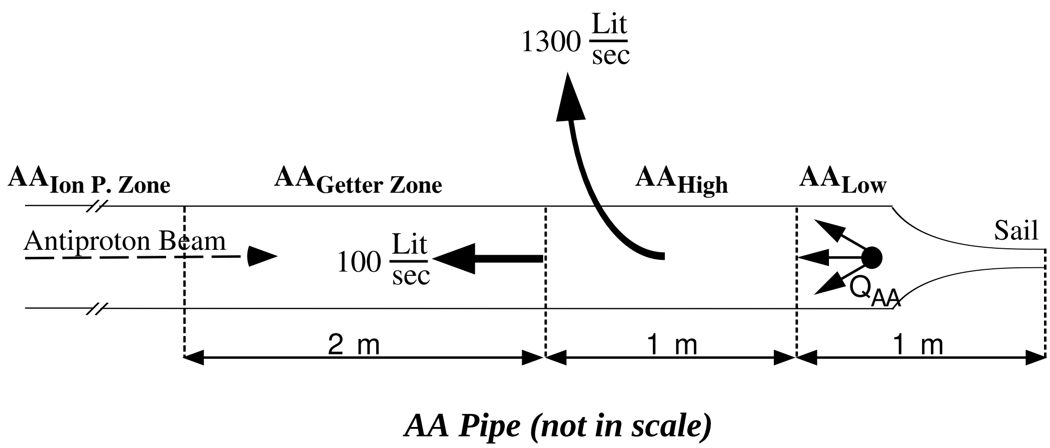


Fig. 2.6.1: L'Antiproton Accumulator vicino alla regione di interazione (i rivelatori sono posti intorno alla *sail*).

Se indichiamo con d_T lo spessore della zona "bersaglio" e con ρ_T la densita' di gas presente, la Jet Target Efficiency assumera', allora, la forma

$$\mathrm{JTE} = \frac{\left(\frac{\mathrm{d}n_T}{\mathrm{d}t}\right)}{\left(\frac{\mathrm{d}n_{tot}}{\mathrm{d}t}\right)} = \frac{\rho_T \cdot d_T}{\rho_T \cdot d_T + \rho_1 \cdot d_1 + \rho_2 \cdot d_2 + \rho_3 \cdot d_3 + \rho_4 \cdot d_4}, \tag{2.6.2}$$

dove n_T e' il numero di eventi visti dal rilevatore. Conoscendo ρ_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 da' 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 $\mathrm{AA_{HIGH}}$ 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 $S_{AA_{High}}$ = (650·2 + 100) *lit/sec* = 1400 *lit/sec*.

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

$$P_{AA_{Low}} = \frac{Q_{AA}}{S_{AA_{Low}}} \tag{2.6.3}$$

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

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

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 $\mathrm{AA_{GetterZone}}$, supponendo che qui la pressione sia molto minore rispetto a quella in $\mathrm{AA_{HIGH}}$, e' semplicemente

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

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

$$P_{AA_{GetterZone}} = \frac{Q_{AA_{GetterZone}}}{100} \tag{2.6.6}$$

da cui si ricava la densita'.

Per quanto riguarda la rimanente porzione dell'Antiproton Accumulator ($\mathrm{AA_{IonP.Zone}}$ 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

$$\mathrm{JTE}_{WithGetter} = \frac{\rho_T \cdot d_T}{\rho_T \cdot d_T + \rho_{AA_{Low}} \cdot d_{AA_{Low}} + \rho_{AA_{Low}} \cdot \frac{S_{AA_{Low}}}{S_{AA_{High}}} \cdot d_{AA_{High}} + \frac{1}{14} \frac{S_{AA_{Low}}}{S_{AA_{GetterZone}}} \cdot d_{AA_{GetterZone}}} \tag{2.6.7}$$

(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 $P_{AA_{High}}$ e $P_{AA_{Low}}$. La JTE, pertanto, si scriverebbe

$$\mathrm{JTE}_{WithGetter} = \frac{\rho_T \cdot d_T}{\rho_T \cdot d_T + \rho_{AA_{Low}} \cdot d_{AA_{Low}} + \rho_{AA_{Low}} \cdot \frac{S_{AA_{Low}}}{S_{AA_{High}}} \cdot d_{AA_{High}}}. \qquad (2.6.8)$$

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[6].

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'

$$S / N_{WithGetter} = \frac{\rho_T \cdot d_T}{\rho_{AA_{Low}} \cdot d_{AA_{Low}} + \rho_{AA_{Low}} \cdot \frac{S_{AA_{Low}}}{S_{AA_{High}}} \cdot d_{AA_{High}}}. \qquad (2.6.9)$$

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

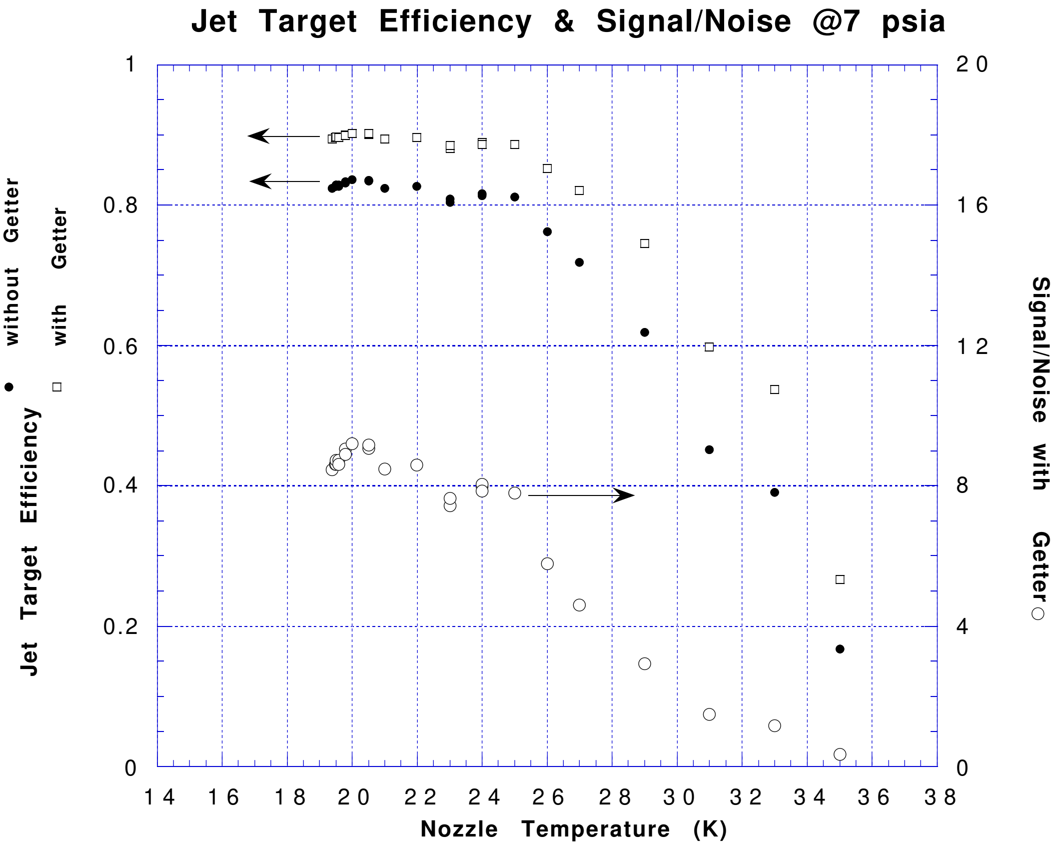
Avendo determinato il valore della densita' del bersaglio e della JTE (si veda paragrafo § 2.6) per varie condizioni di pressione della linea (P_0) e di temperatura del nozzle (T_0), e' stato possibile operare la scelta delle coppie (P_0,T_0), al fine di ottenere la densita' voluta con la massima JTE.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

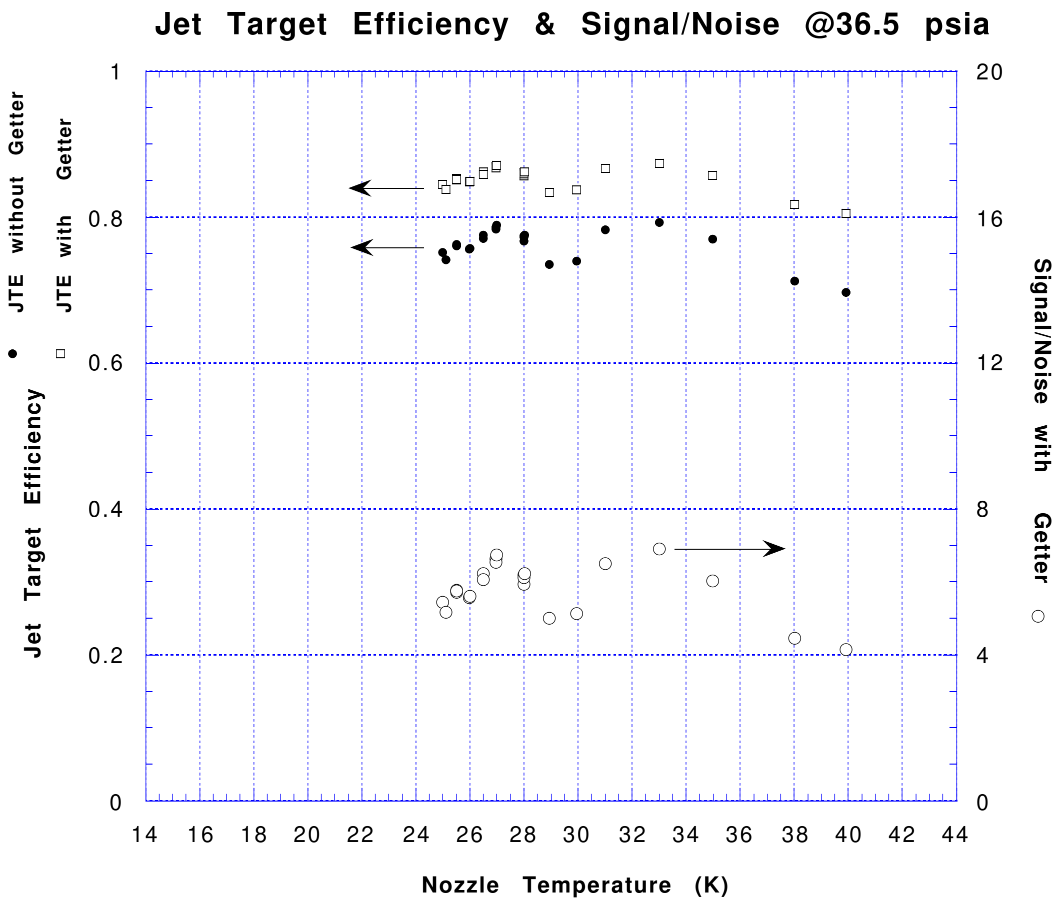
Un vincolo di cui tenere conto, nella scelta di tale cammino, e' la curva di transizione Gas-Liquido per l'idrogeno. Come ci si aspettava da considerazioni di teoria cinetica (si veda piu' avanti in questo paragrafo), il miglior *path* e' risultato essere una curva vicino alla transizione di fase per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

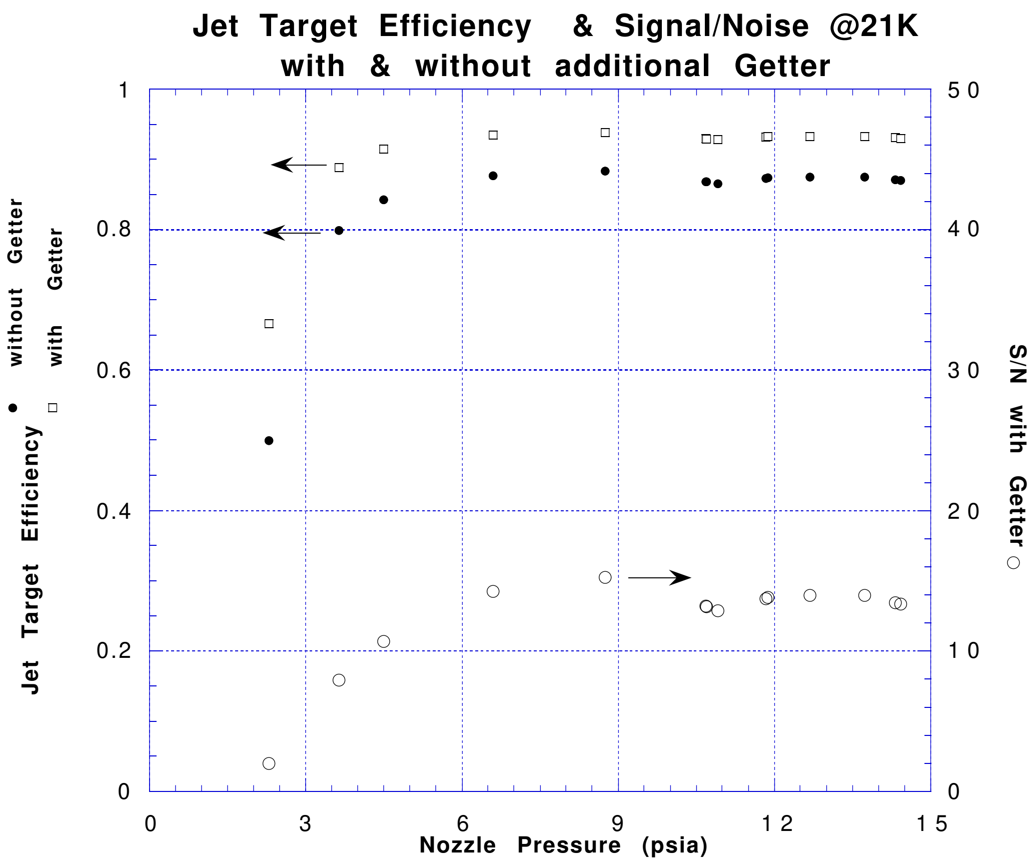
---

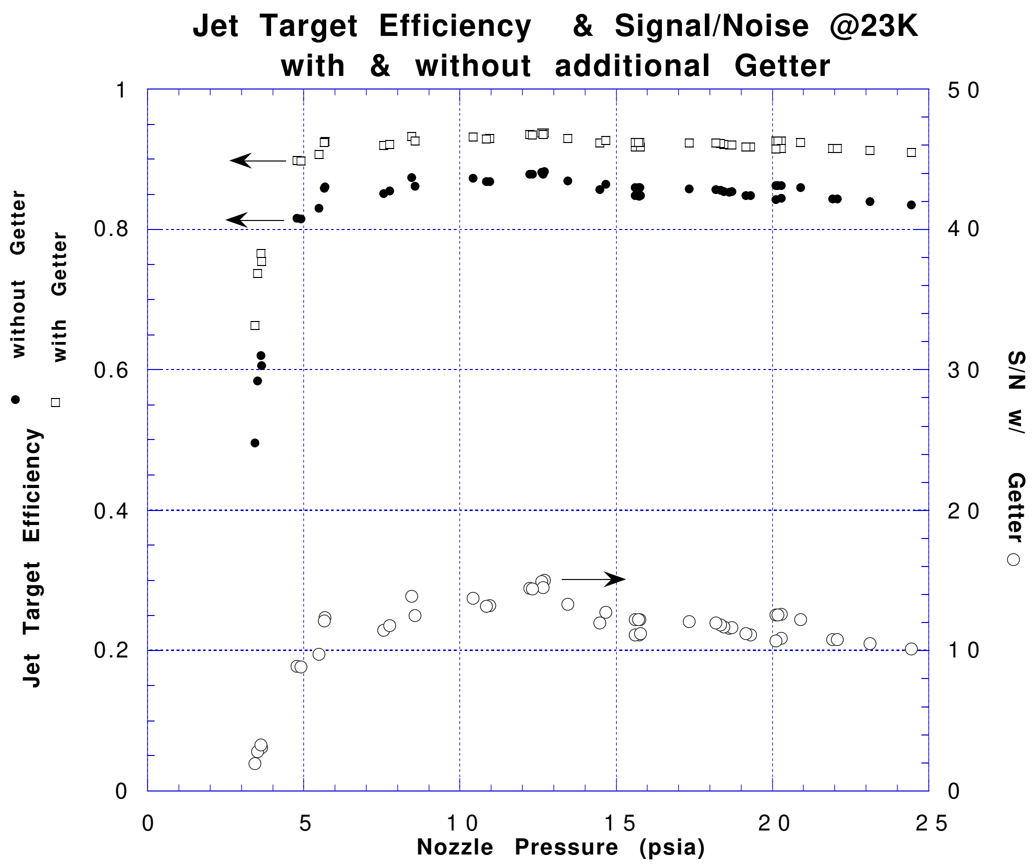
[6] Questo valore e' stato ricavato anche con la versione definita del *fore vacuum*.


Jet Target Efficiency & Signal/Noise @7 psia
Jet Target Efficiency • without Getter □ with Getter
Signal/Noise with Getter ○
Nozzle Temperature (K)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
20
16
12
8
4
0
14 16 18 20 22 24 26 28 30 32 34 36 38


Jet Target Efficiency & Signal/Noise @36.5 psia
Jet Target Efficiency • JTE without Getter □ JTE with Getter
Signal/Noise with Getter ○
Nozzle Temperature (K)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
20
16
12
8
4
0
14 16 18 20 22 24 26 28 30 32 34 36 38 40 42 44

(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 quadagna circa il 4% nell'efficienza della macchina.

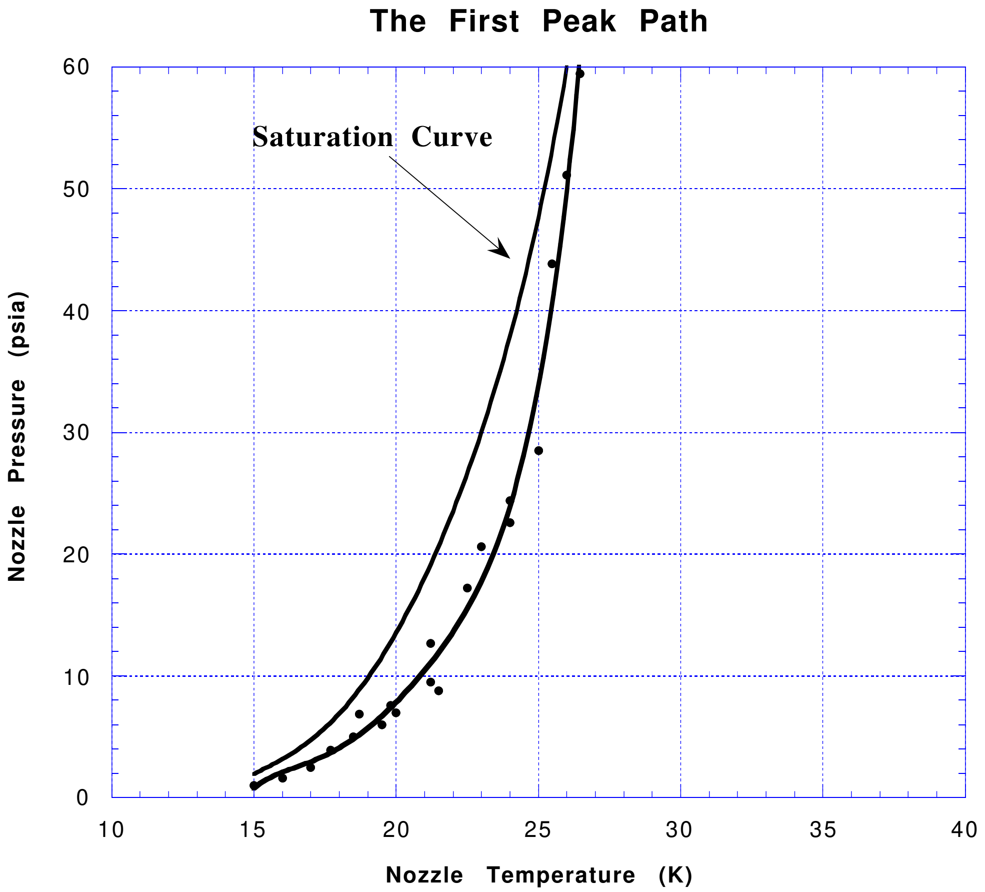
per T_0=27K e T_0=33K). Scegliendo le coppie di pressione e temperatura corrispondenti a tali massimi di JTE, si sono ottenuti tre cammini sul piano (P_0,T_0), detti di "primo picco" (per il massimo di JTE che, nei grafici a temperatura costante, corrisponde alla pressione minima) di "secondo picco"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

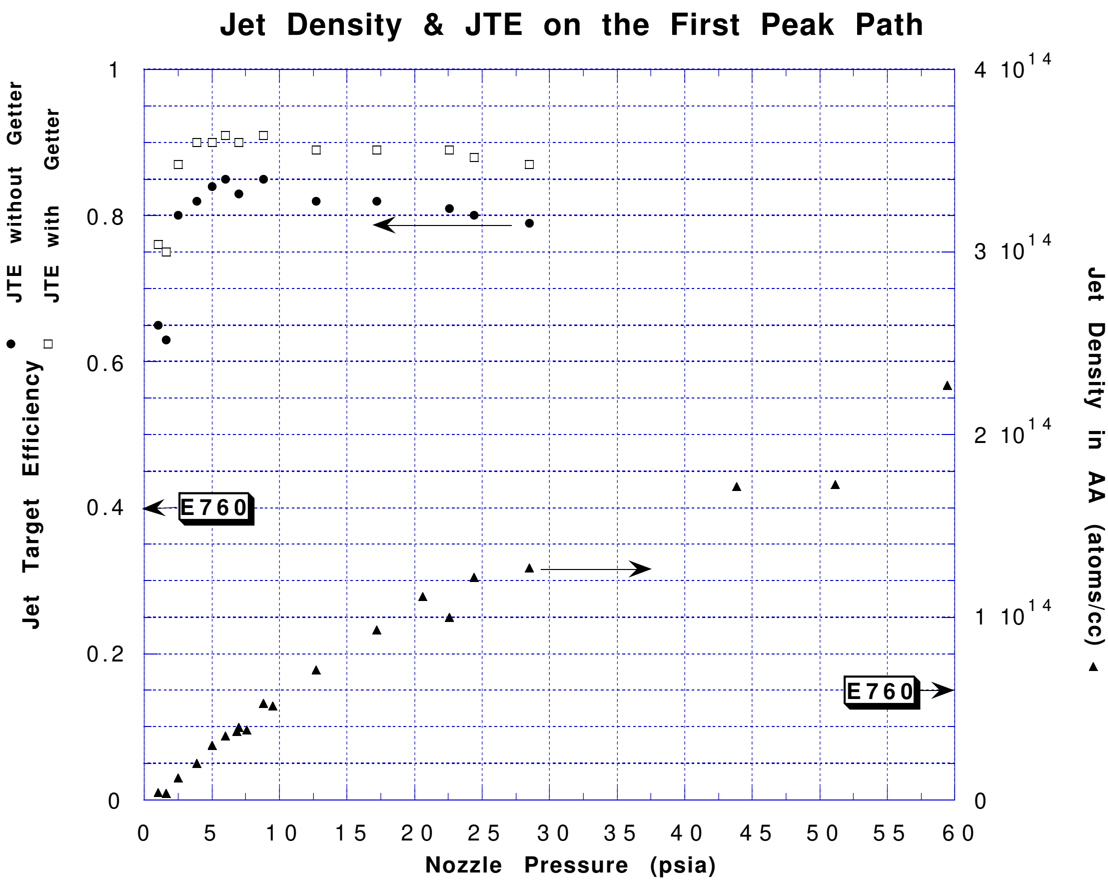
Come si vede dai grafici di figura 2.7.1, al di sotto dei 10 *psia* tutte le curve coincidono. Infatti, per tali valori della pressione, la formazione di liquido consente di lavorare a temperature per cui e' possibile mettere in evidenza un solo massimo di JTE. Al di sotto dei 40 *psia*, si riscontrano, 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.

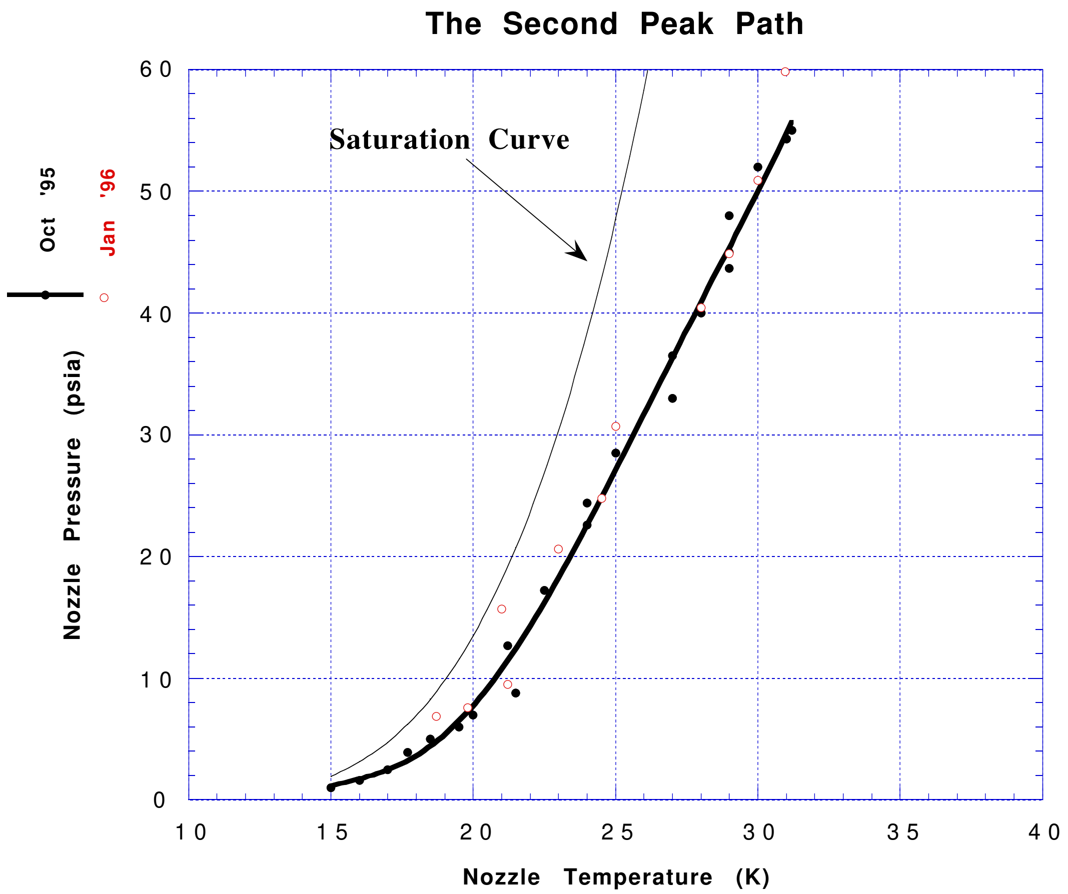
Nel Febbraio '96 la macchina ha raggiunto la sua configurazione definitiva. Il *fore vacuum* dello stadio di recupero (si veda paragrafo § 3.5) e' stato riprogettato in maniera tale che, anche in condizioni di massimo flusso dal nozzle, non si mandi idrogeno nell'*Antiproton Accumulator* attraverso le bocche di uscita delle pompe. Cosi' facendo, la pressione in AA dipende solamente dal flusso di gas disffuso 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 bersahlio (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.

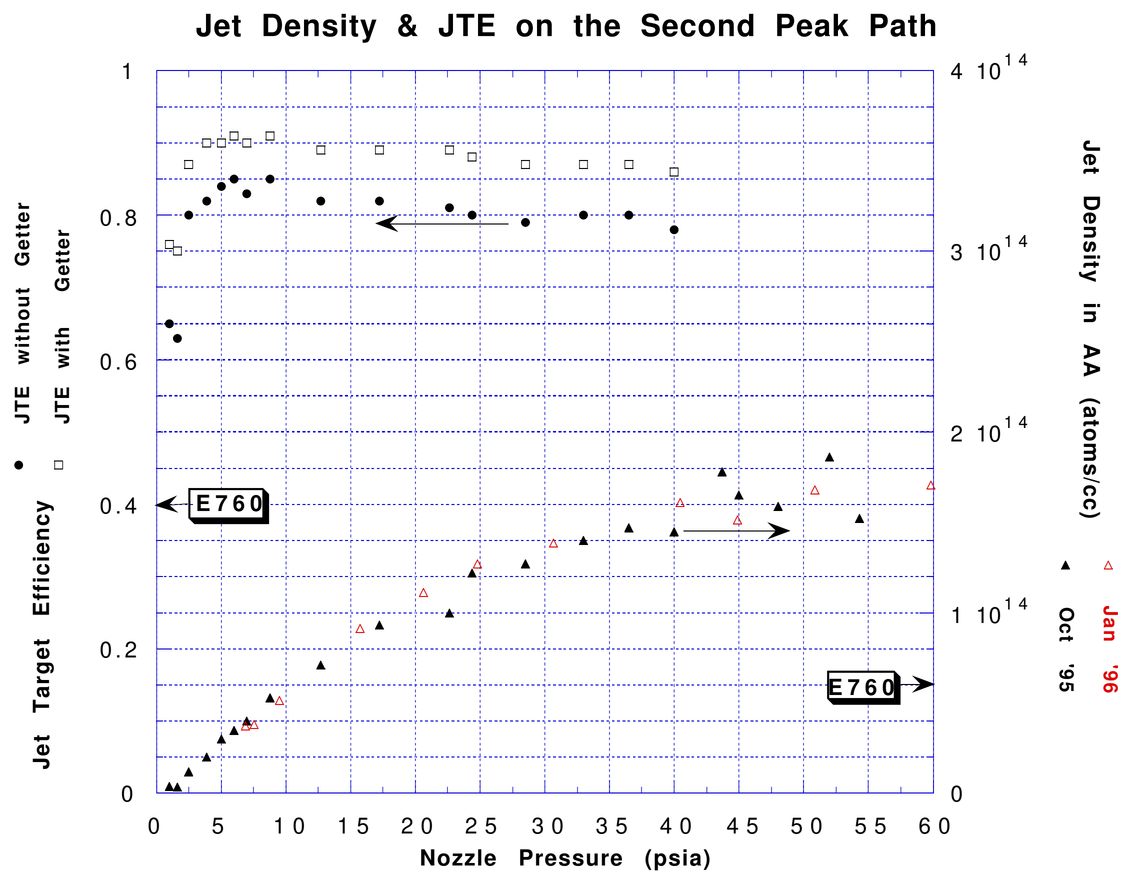
In queste condizioni, sono state rifatte le misure nelle vicinaze della curva di transizione, ottenendo il cammino di miglior JTE su cui variare la densita' (si veda grafico 2.7.2). Si riescono a produrre in maniera stabile densita' che vanno da $1.5 \cdot 10^{13}$ *atomi/cc* a $3.6 \cdot 10^{14}$ *atomi/cc*,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


The First Peak Path
Saturation Curve
Nozzle Pressure (psia)
Nozzle Temperature (K)
0
10
20
30
40
50
60
10
15
20
25
30
35
40

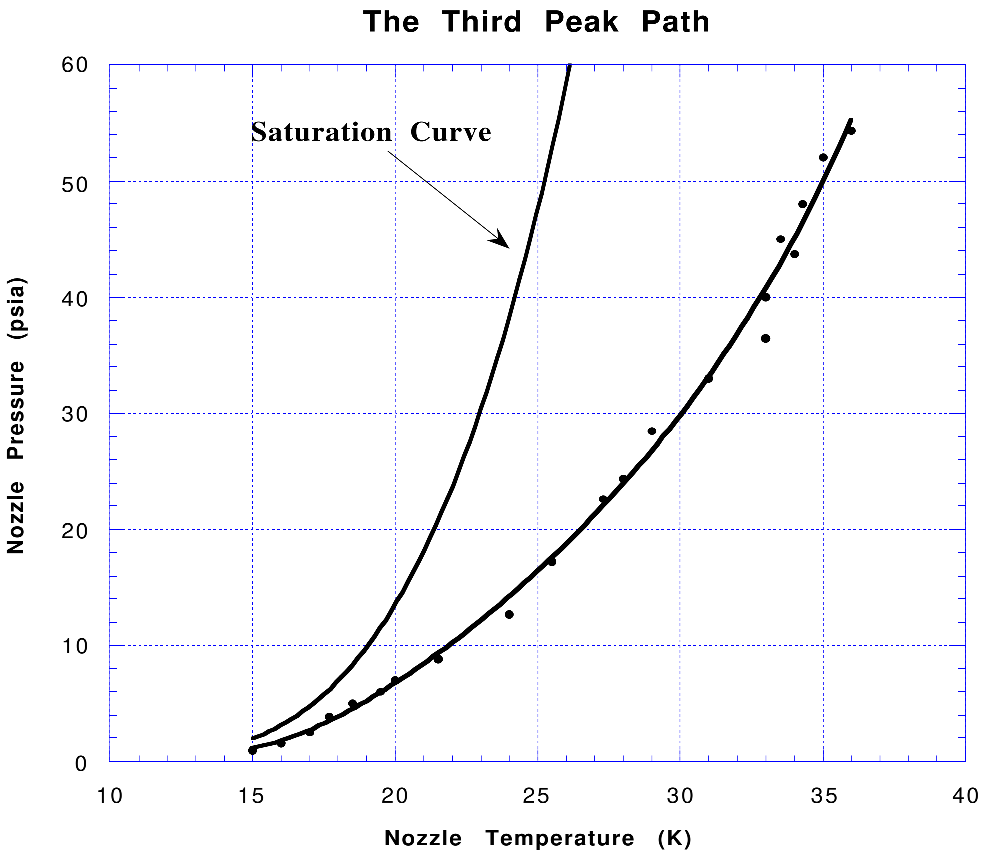

Jet Density & JTE on the First Peak Path
Jet Target Efficiency ● JTE without Getter □ JTE with Getter
Jet Density in AA (atoms/cc) ▲
Nozzle Pressure (psia)
E760
E760
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
0
1 10^14
2 10^14
3 10^14
4 10^14
0
5
10
15
20
25
30
35
40
45
50
55
60

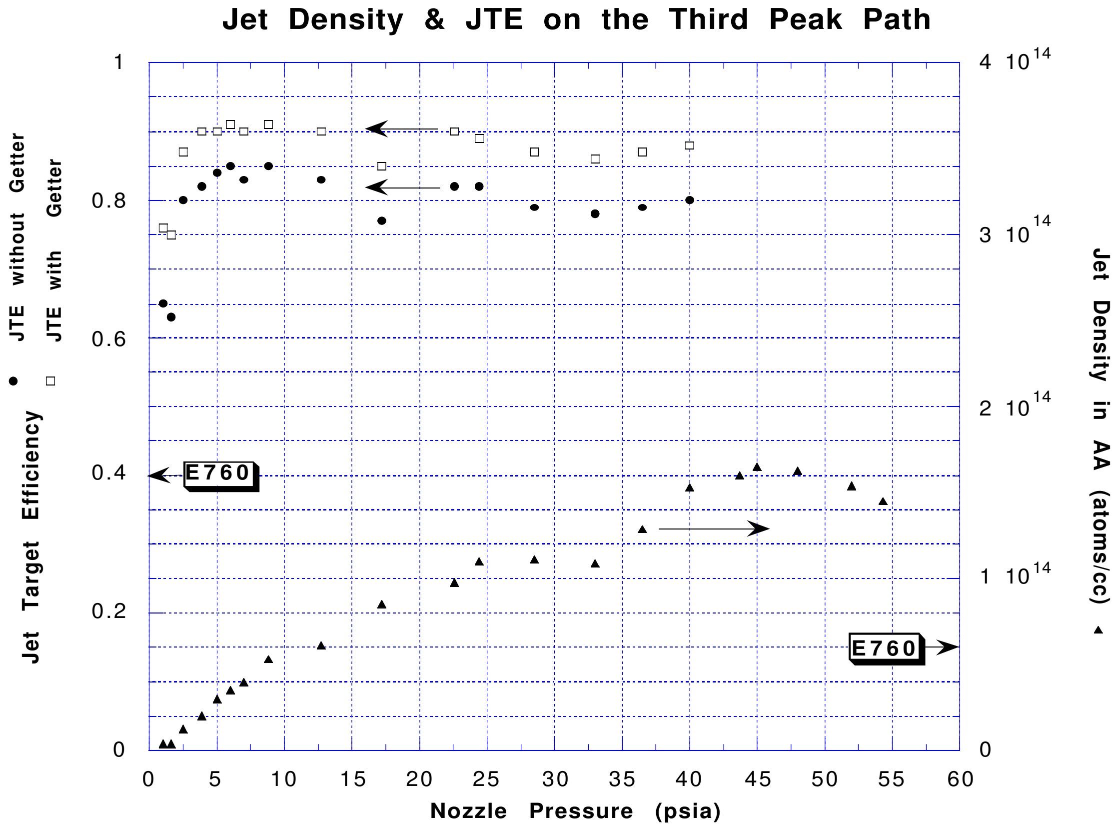
(2.7.1.*a*)


The Second Peak Path
Saturation Curve
Oct '95
Jan '96
Nozzle Pressure (psia)
Nozzle Temperature (K)
0
10
20
30
40
50
60
10
15
20
25
30
35
40


Jet Density & JTE on the Second Peak Path
JTE without Getter
JTE with Getter
Jet Target Efficiency
E760
E760
Jet Density in AA (atoms/cc)
Oct '95
Jan '96
Nozzle Pressure (psia)
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1
0
1 10¹⁴
2 10¹⁴
3 10¹⁴
4 10¹⁴
0
5
10
15
20
25
30
35
40
45
50
55
60

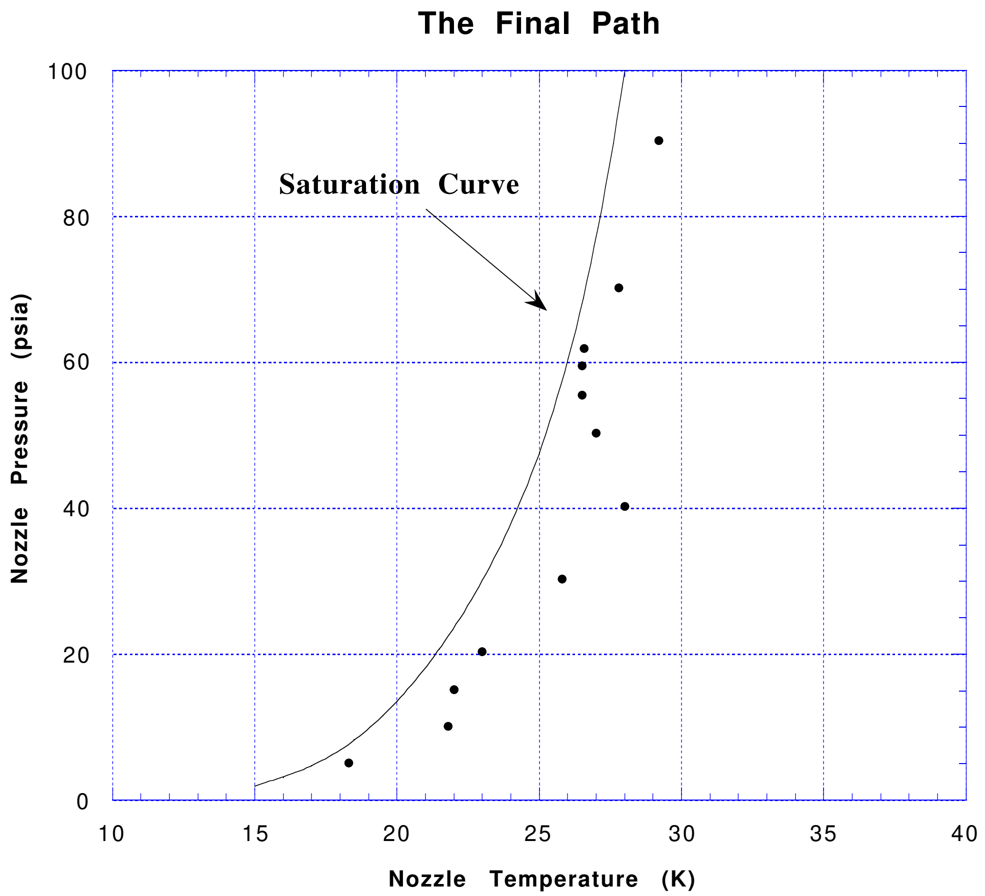
(2.7.1.*b*)





(2.7.1.*c*)

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.



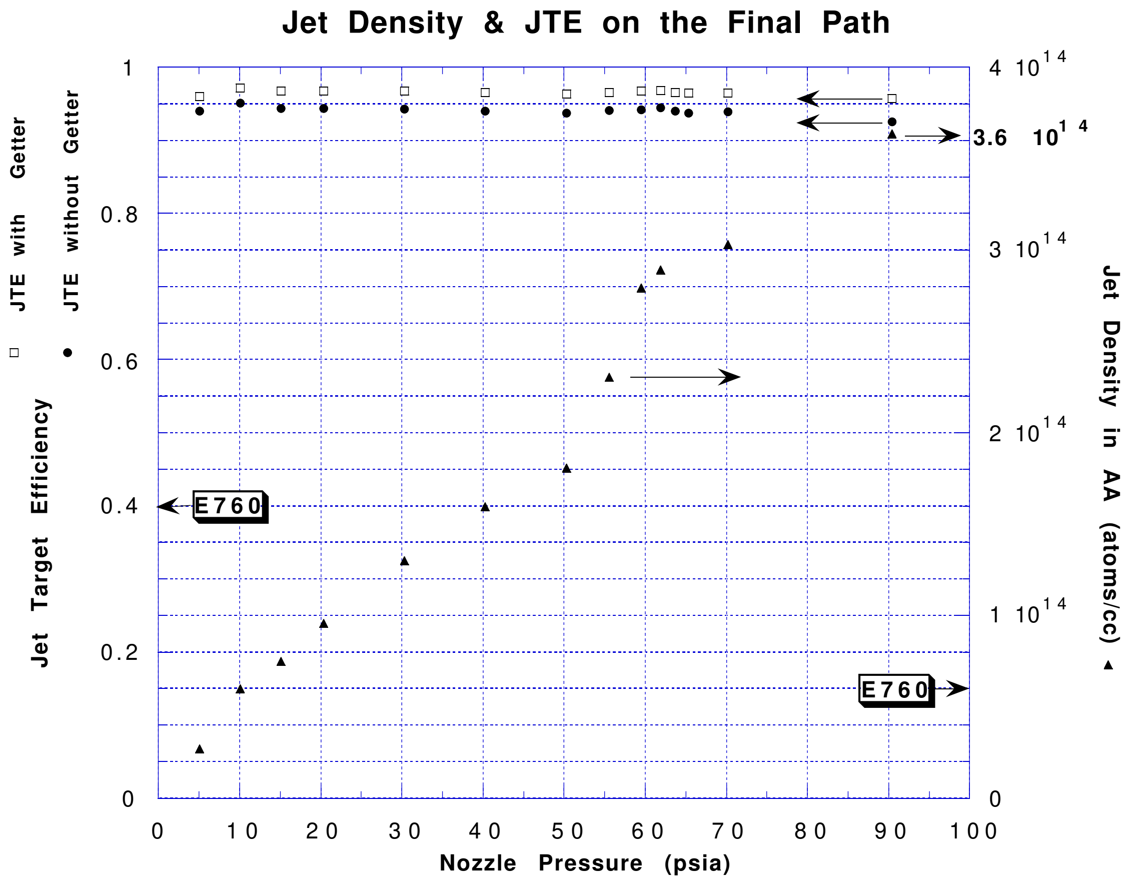


Fig.2.7.2: Il miglior cammino sul piano (P_0,T_0). La densita' massima e' $3.6{\cdot}10^{14}$ *atomi/cc*, con JTE del 96% con Getter e del 93% senza Getter.

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

- $\dot{m} \propto \frac{P_0}{\sqrt{T_0}}$ (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 $\dot{m}$.

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

  esprime il flusso di atomi di idrogeno, passanti attraverso la zona di interazione, in funzione della *cluster fraction* β (si veda paragrafo § 2.8) e del *throughput* uscente dal nozzle. La misura operativa di Φ_{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*.

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

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

- $\rho = \frac{\Phi_{Jet}}{A_{jet} \cdot V_{Cl}}$ (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.

- $Q_{AA} \propto \beta(T_0, P_0) \cdot \dot{m}$ (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°) 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 β. E' questa la maggior fonte di "rumore" presente in tutta la macchina..

- $S/N \propto \frac{\rho}{Q_{AA}}$ (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:

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

$$S/N \propto \frac{1}{\sqrt{T_0}}. \tag{2.7.8}$$

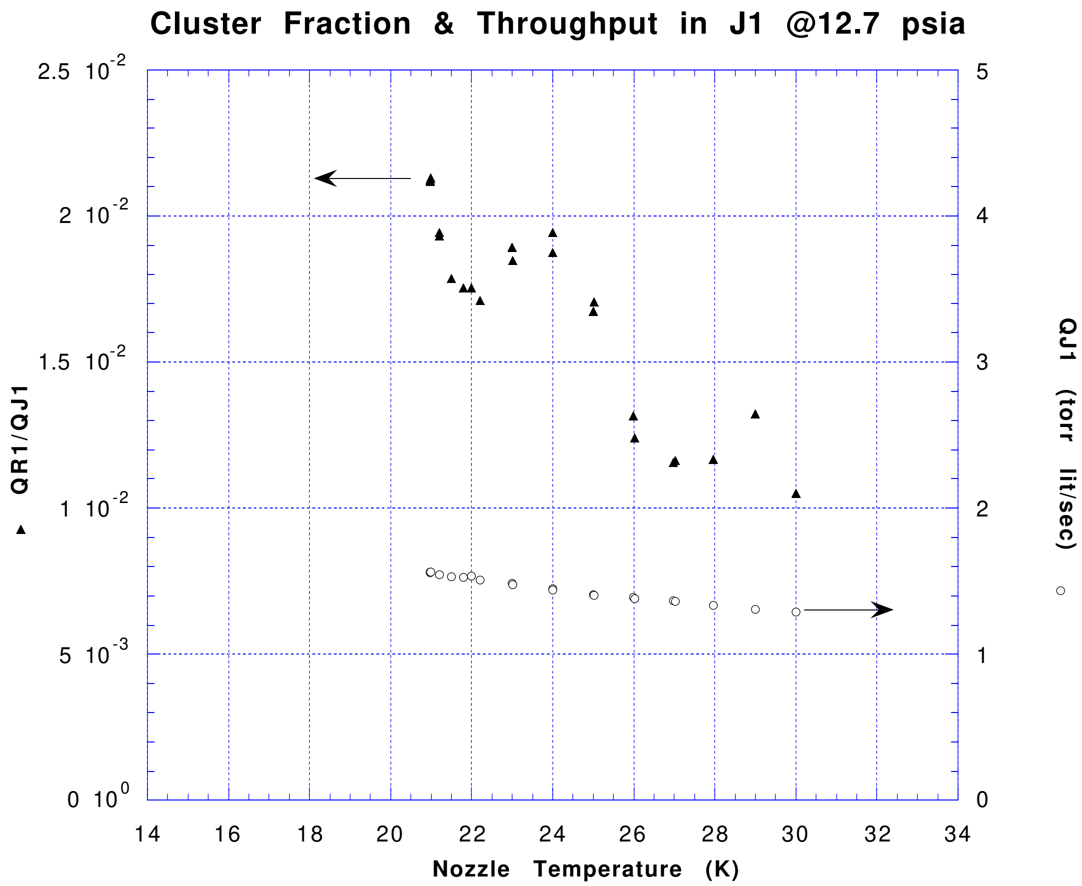
In altre parole, per avere alti rapporti Segnale/Rumore, e' necessario lavorare a bassa temperatura. Inoltre, nei limiti in cui la *cluster fraction* si puo' considerare crescente al crescere della pressione, per avere elevate densita' conviene lavorare, a parita' di temperatura, con pressioni vicine 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 sturazione 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 liaquido 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 β, 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.



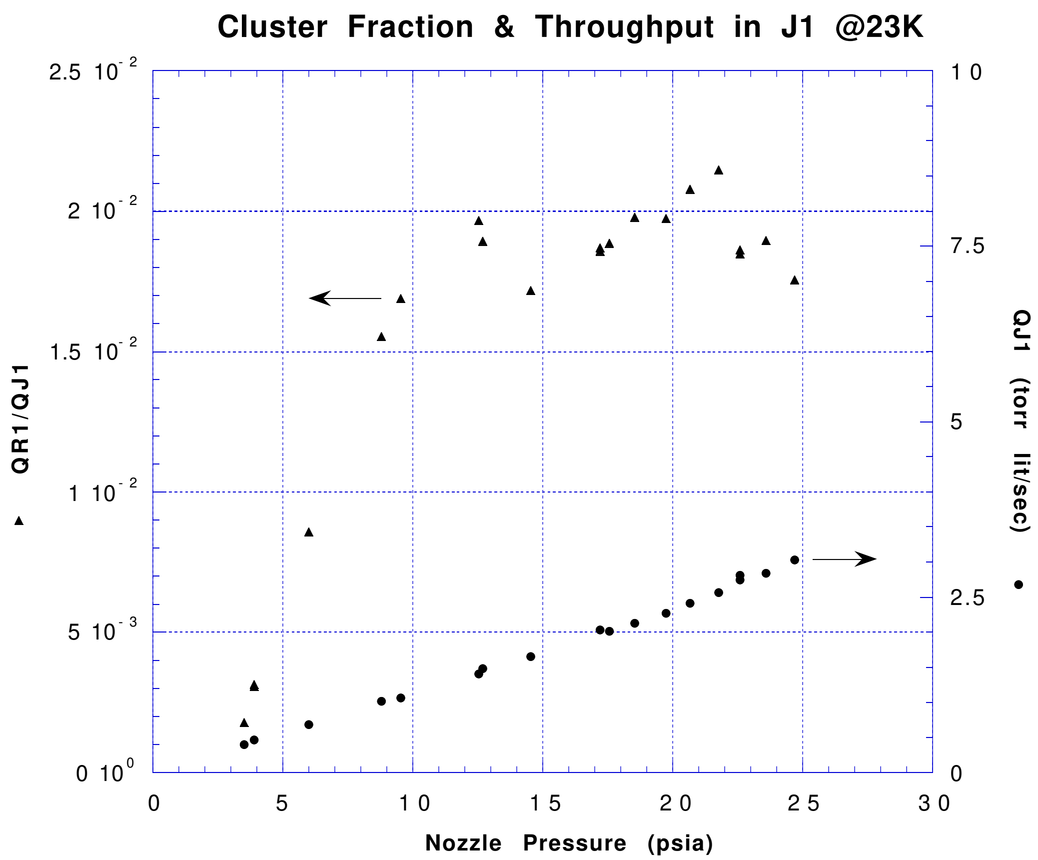


Fig 2.8.1: La *cluster fraction* e il *throughput* in J1. I picchi di β sono presenti sia nei grafici a temperatura costante, sia in quelli a pressione costante.

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}.

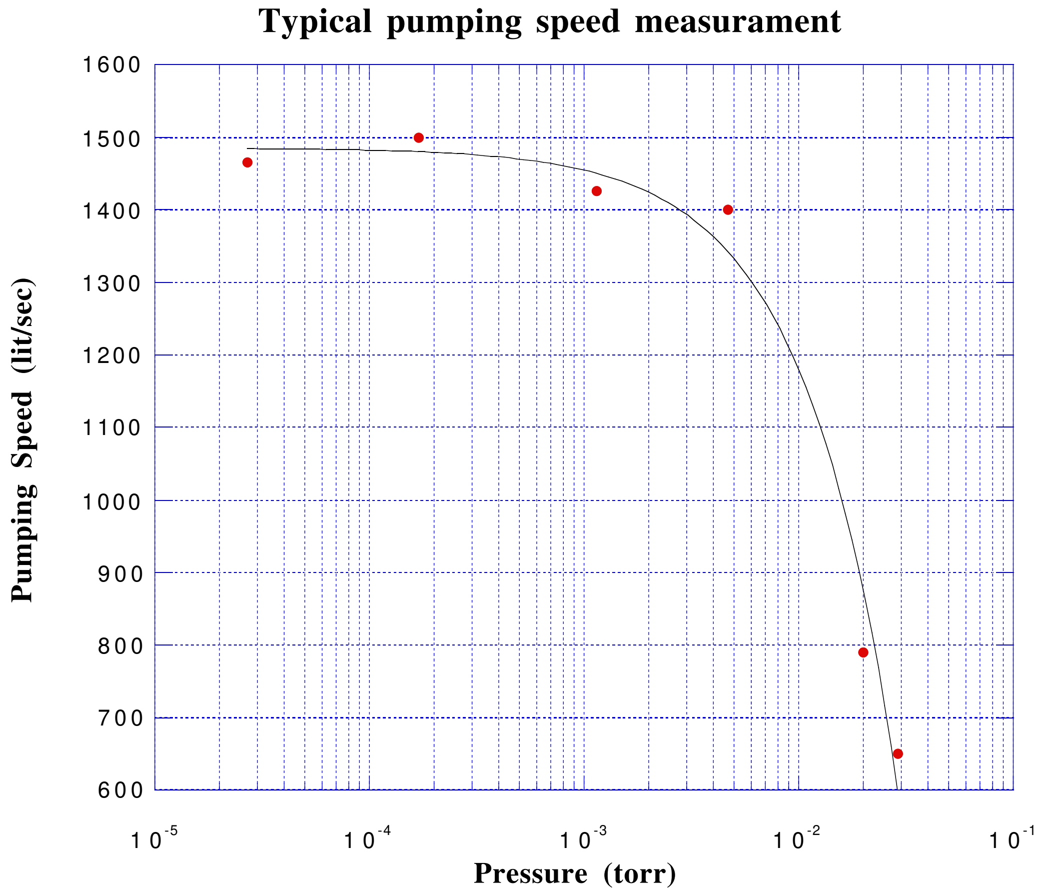


Fig.2.8.2: Tipica curva di variazione della velocita' di pompaggio di una pompa turbo molecolare, al variare della pressione alla bocca della pompa stessa.

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 velocita' 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 e' 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 e' 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, e' possibile operare la messa in asse del jet.

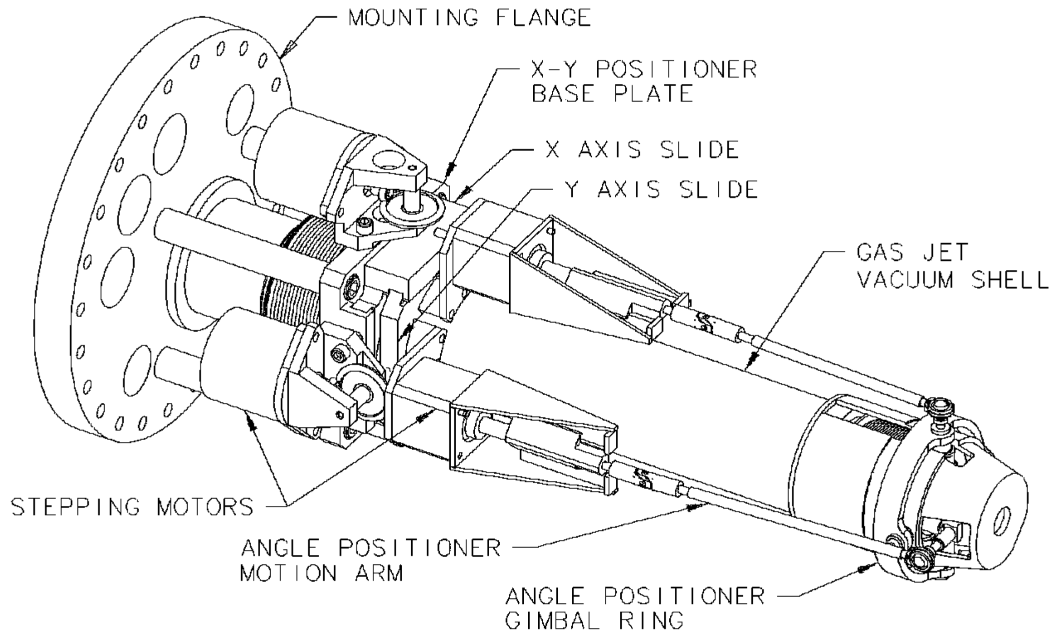


Fig. 2.9.1: Il corpo della macchina. Notare, in particolare, il sistema di allineamento del nozzle.

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 queto 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%.

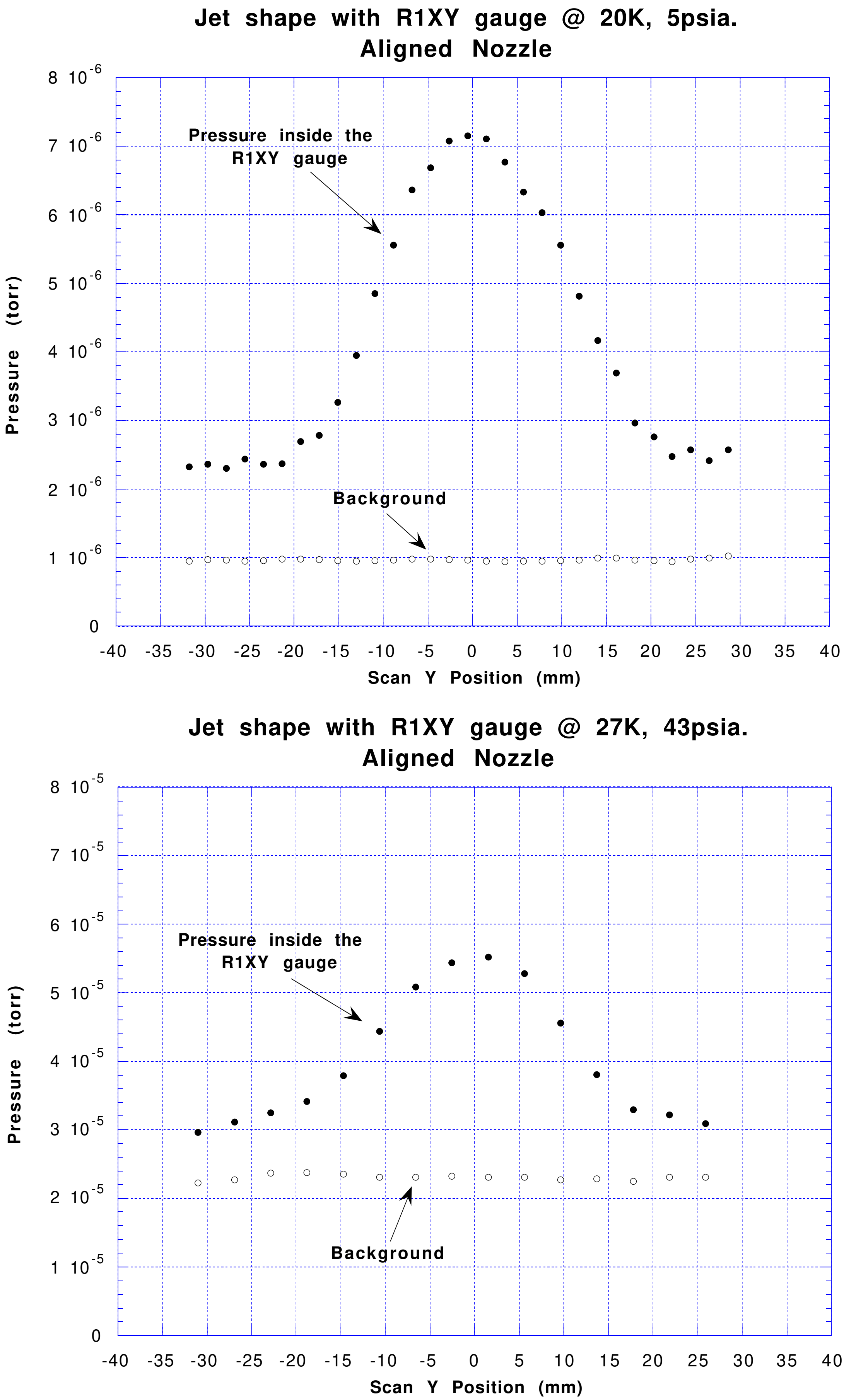


Fig. 2.9.2: La distribuzione di densita' del fascio nella camera R1, in funzione della posizione del *gauge* R1XY. Il Nozzle e' otticamente allineato.

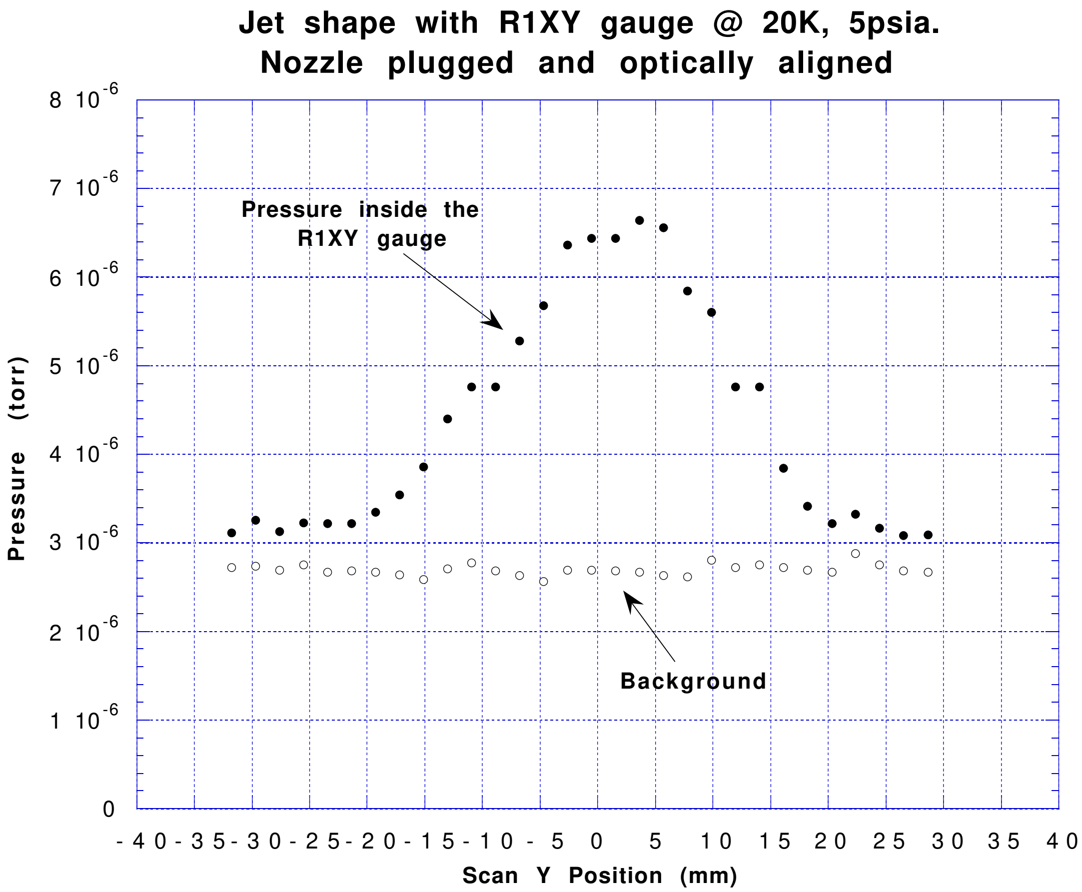


Fig. 2.9.3: La distribuzione di densita' del fascio nella camera R1, in funzione della posizione del *gauge* R1XY. Il Nozzle e' otticamente allineato, ma risulta essere parzialmente ostruito. Notare il massimo di densita' a +5*mm* dall'asse geometrico.