

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE  
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-86/29(R)  
23 Luglio 1986

M. Albicocco, M. Anghinolfi, N. Bianchi, G.P. Capitani, P. Corvisiero, E. De Sanctis, E. Durante, C. Guaraldo, V. Lucherini, P. Levi Sandri, L. Mattera, V. Muccifora, E. Polli, A.R. Reolon, G. Ricco, M. Sanzone, M. Taiuti, U. Valbusa, A. Viticchié, A. Zucchiatti:

**PROPOSTA DI REALIZZAZIONE DI UN FASCIO DI FOTONI  
"MARCATI" PRODOTTI DALLA BREMSSTRAHLUNG DEGLI  
ELETTRONI DI ADONE SU UNA JET TARGET**

## Introduzione

L'esperimento consiste nella realizzazione di un fascio di fotoni monocromatici tra 300 MeV e 1500 MeV ottenuto "marcando" la bremsstrahlung da un radiatore sottile posto sul fascio di elettroni accumulato in Adone. Inoltre, previa opportuna verifica dei fondi, si potrebbero, in un secondo tempo, effettuare esperimenti di diffusione di elettroni su bersagli costituiti da elementi diversi.

Al fine di non distruggere il fascio di elettroni e utilizzare quindi più attraversamenti nel bersaglio è necessario un radiatore di spessore non superiore a circa  $10^{-8}$  g/cm<sup>2</sup>, realizzabile soltanto mediante jet gassoso. Dopo l'interazione, gli elettroni vengono dispersi, a seconda della energia perduta  $E_r = E_0 - k$  ( $E_0$ ,  $E_r$  e  $k$  sono, rispettivamente, l'energia del fascio, dell'elettrone diffuso e del fotone emesso), dal successivo dipolo deflettore dell'anello e rivelati in coincidenza ("marcati") col corrispondente fotone di bremsstrahlung o col relativo prodotto di reazione.

La presente relazione è articolata in otto parti: nella prima viene discusso il progetto del fascio molecolare; nella seconda l'interazione dello stesso con il fascio di elettroni; nella terza le caratteristiche del fascio di fotoni prodotto e dei relativi monitor di intensità; nella quarta il sistema di tagging per la rivelazione degli elettroni che hanno irraggiato; nella quinta il problema delle coincidenze casuali, con particolare riferimento alla nuova cavità RF proposta per Adone; nella sesta le strutture di laboratorio richieste; nella settima, una breve discussione del programma sperimentale; nella ottava, infine, il quadro riassuntivo dei costi globali necessari per la produzione del fascio di fotoni marcati (esperimenti esclusi).

LNF-86/29(R)  
23 Luglio 1986

**Proposta di realizzazione di un fascio di fotoni "marcati"  
prodotti dalla bremsstrahlung degli elettroni di ADONE su una  
jet target**

M. Albicocco<sup>o</sup>, M. Anghinolfi<sup>\*</sup>, N. Bianchi<sup>o</sup>, G.P. Capitani<sup>o</sup>, P. Corvisiero<sup>\*</sup>, E. De Sanctis<sup>o</sup>, E. Durante<sup>\*</sup>, C. Guaraldo<sup>o</sup>, V. Lucherini<sup>o</sup>, P. Levi Sandri<sup>o</sup>, L. Mattera<sup>\*</sup>, V. Muccifora<sup>o</sup>, E. Polli<sup>o</sup>, A.R. Reolon<sup>o</sup>, G. Ricco<sup>\*</sup>, M. Sanzone<sup>\*</sup>, M. Taiuti<sup>\*</sup>, U. Valbusa<sup>\*</sup>, A. Viticchié<sup>o</sup>, A. Zucchiatti<sup>\*</sup>;

ed inoltre:

M. Castoldi<sup>\*</sup>, A. Orlandi<sup>o</sup>, W. Pesci<sup>o</sup>, V. Pucci<sup>\*</sup>, A. Rottura<sup>\*</sup>, A. Macioce<sup>o</sup>.

Hanno collaborato alla definizione di alcuni parametri del progetto: A. Aragona<sup>o</sup>, V. Chimenti<sup>o</sup>, A. Esposito<sup>o</sup>, V. Lollo<sup>o</sup>, E. Martuscelli<sup>o</sup>, M. Pelliccioni<sup>o</sup>, M. Preger<sup>o</sup>, F. Tazzioli<sup>o</sup>, M. Vescovi<sup>o</sup>.

<sup>o</sup> INFN - Laboratori Nazionali di Frascati

<sup>\*</sup> INFN - Sezione di Genova

## 1) Descrizione del fascio molecolare

La targhetta è costituita da un fascio molecolare di argon od altro elemento di massa superiore a  $A=4$ . La produzione del fascio avviene facendo espandere un gas, ad alta pressione e temperatura vicino al punto di condensazione, attraverso un ugello (nozzle) a forma di tromba e di piccolo diametro.

Se le condizioni iniziali di temperatura  $T_0$  e pressione  $p_0$  sono tali per cui, durante l'espansione nel vuoto, il gas raggiunge la condizione di condensazione, allora la divergenza angolare del fascio molecolare, il quale fuoriesce a velocità supersonica  $v$ , può ridursi drasticamente in seguito alla formazione di agglomerati di molecole (cluster) di dimensioni  $10^4 - 10^5$  molecole.

Il gas, che a monte dell'ugello si trova nella condizione stazionaria (a temperatura  $T_0$  e pressione  $p_0$ ), nel suo fluire verso il nozzle è soggetto dapprima ad una compressione che ne aumenta la velocità, fino al valore della velocità locale del suono in corrispondenza del foro di fuoriuscita, e successivamente ad una espansione nel vuoto, che comporta un ulteriore aumento della velocità ed una rapida diminuzione della temperatura. Il processo è descritto dalle leggi di conservazione del flusso e della energia totale (entalpia + energia cinetica). E' possibile in tal modo esprimere tutte le grandezze che descrivono il fascio (temperatura, pressione, velocità, densità e sezione) in termini dell'unica variabile  $M$  (corrispondente al numero di Mach, definito come rapporto tra la velocità del fascio e la velocità locale del suono) e soprattutto esprimere l'intensità totale  $I_0$  in funzione delle condizioni iniziali<sup>(1)</sup>. Definendo  $d$  il diametro del nozzle (in  $\mu\text{m}$ ),  $A$  il peso molecolare (in unità di massa atomica),  $T_0$  la temperatura iniziale (in  $^\circ\text{K}$ ),  $p_0$  la pressione iniziale (in bar),  $\gamma=c_p/c_v$  il rapporto dei calori specifici a pressione e volume costante e ponendo  $y=(\gamma+1)/2(\gamma-1)$ , si ha:

$$I_0 = 5.19 \cdot 10^{17} \gamma^{1/2} \left[ \frac{2}{\gamma+1} \right]^y \frac{p_0 d^2}{(T_0 A)^{1/2}} \quad [\text{molecole/sec}] \quad [1]$$

Una frazione, dell'ordine del 20%, di tale intensità condensa formando i

clusters molecolari che costituiscono il flusso utilizzato. Il numero medio  $C$  di molecole per cluster (clustersize) dipende dalle condizioni iniziali del gas (pressione e temperatura) e dalle caratteristiche geometriche dell'ugello ( $\theta$  = angolo di semiapertura,  $L$  = lunghezza del tratto convergente).

$$C \propto p_0 (d/\tan\theta)^{1.5} T_0^{-2.4} L^{0.2} \quad [2]$$

Pertanto sia  $I_0$  che  $C$  crescono al crescere di  $p_0$  e al diminuire di  $T_0$ : tuttavia occorre che il corrispondente punto nel piano  $pT$  si trovi sempre nella regione del gas.

Fasci molecolari di idrogeno sono già stati realizzati e impiegati come bersagli in esperimenti di fisica subnucleare (vedi Macrì, bibl. citata). Le proprietà di tali fasci sono state ampiamente analizzate<sup>(2,3)</sup> e, utilizzando il principio dei jets corrispondenti, sono state formulate fenomenologicamente le "leggi di scala" che permettono di ottenere le condizioni iniziali per un fascio molecolare di un qualsiasi gas a partire da quelle dei fasci molecolari di idrogeno.

Nel nostro caso, partendo da un flusso di argon di intensità totale  $2.2 \cdot 10^{20}$  molecole/sec (pari a 7 torr-litri/sec, intensità legata alla velocità di pompaggio del sistema di produzione e mantenimento del vuoto) con le condizioni iniziali  $T_0 = 300$  °K e  $p_0 = 8.6$  bar, e un ugello di diametro  $d = 87 \mu\text{m}$  e semiapertura  $\theta = 3.5^\circ$ , è possibile ottenere un fascio molecolare di intensità  $I \approx 5 \cdot 10^{18}$  molecole/sec (corrispondente ad un numero di molecole per cluster  $\geq 10^5$ ).

L'intensità di un fascio molecolare di densità  $\rho$  è direttamente legata al suo spessore  $L$  nel punto di interazione. Infatti, definendo  $S$  la sezione del fascio nel punto di interazione ed  $m = M_u \cdot A$  la massa molecolare in grammi ( $M_u = 1.66 \cdot 10^{-24}$  g è l'unità di massa atomica), il numero di molecole che attraversano la sezione  $S$  in un tempo  $t$  è pari al numero di molecole comprese nel volume  $S \cdot v \cdot t$ , cioè:

$$I \cdot t = \frac{\rho}{m} S \cdot v \cdot t \quad [\text{molecole}] \quad [3]$$

e, sostituendo l'espressione della velocità supersonica

$$v = \left[ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{k T_0}{m} \right]^{1/2}, \quad [4]$$

si ha:

$$\rho \cdot L = 1.82 \cdot 10^{-28} \sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \frac{A^{3/2}}{T_0^{1/2}} \frac{1}{S} L \quad [\text{g/cm}^2] \quad [5]$$

che corrisponde, nel caso di un fascio di argon a temperatura iniziale di 150 °K e con una sezione S pari a 0.8 cm<sup>2</sup> (L= 1 cm), ad uno spessore di circa 10<sup>-8</sup> g/cm<sup>2</sup>.

La jet target progettata consiste di una camera di ultra alto vuoto (UHV) posta in comunicazione con la ciambella dell'anello di accumulazione e divisa in tre sezioni (vedi fig.1):

- a) sezione di produzione del fascio molecolare;
- b) sezione di interazione del fascio molecolare con quello accumulato;
- c) sezione di recupero del fascio molecolare.

Le sezioni a) e c), hanno forma conica (fig. 2) e sono collocate in posizione diametralmente opposta rispetto alla sezione b). Ciascuna di esse è internamente divisa in tre regioni, che forniscono il gradiente di pressione necessario per mantenere il vuoto nella sezione b) migliore di 10<sup>-8</sup> mbar e permettono di collimare il fascio molecolare per mezzo di opportuni collimatori ("skimmers") [il getto nel punto di intersezione con gli elettroni ha un diametro di 1 cm]. Con l'intensità totale di 7 torr-litri/sec ed una velocità massima di pompaggio di 1000 litri/sec - raggiungibile utilizzando le più potenti pompe turbomolecolari presenti sul mercato, in grado di funzionare con qualsiasi orientazione - il vuoto dinamico nel volume contenente il nozzle è di circa 10<sup>-2</sup> mbar. La sezione a) contiene, inoltre, il nozzle ed il suo sistema di termostatazione (l'afflusso del gas e del liquido refrigerante è realizzato impiegando passanti UHV).

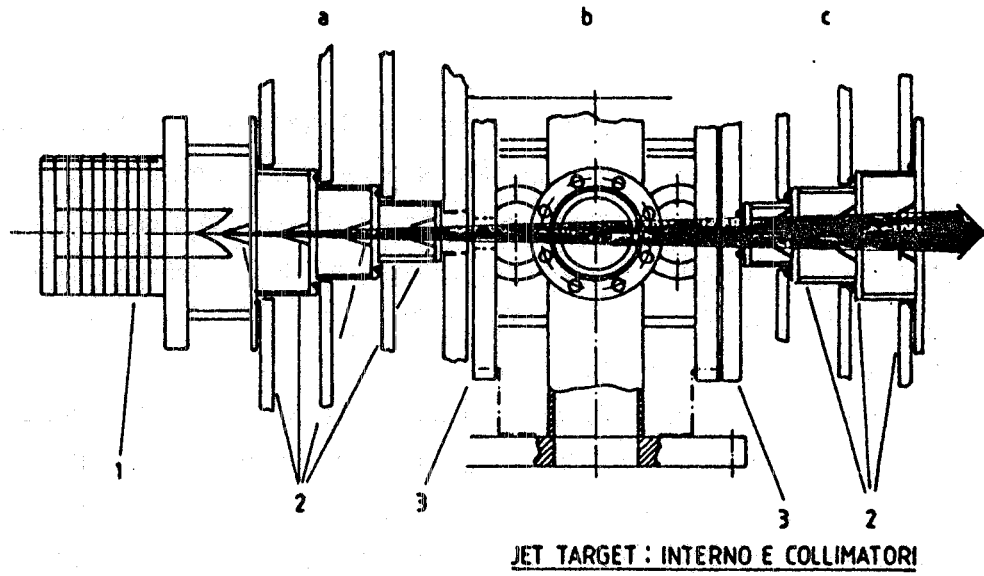


Fig. 1

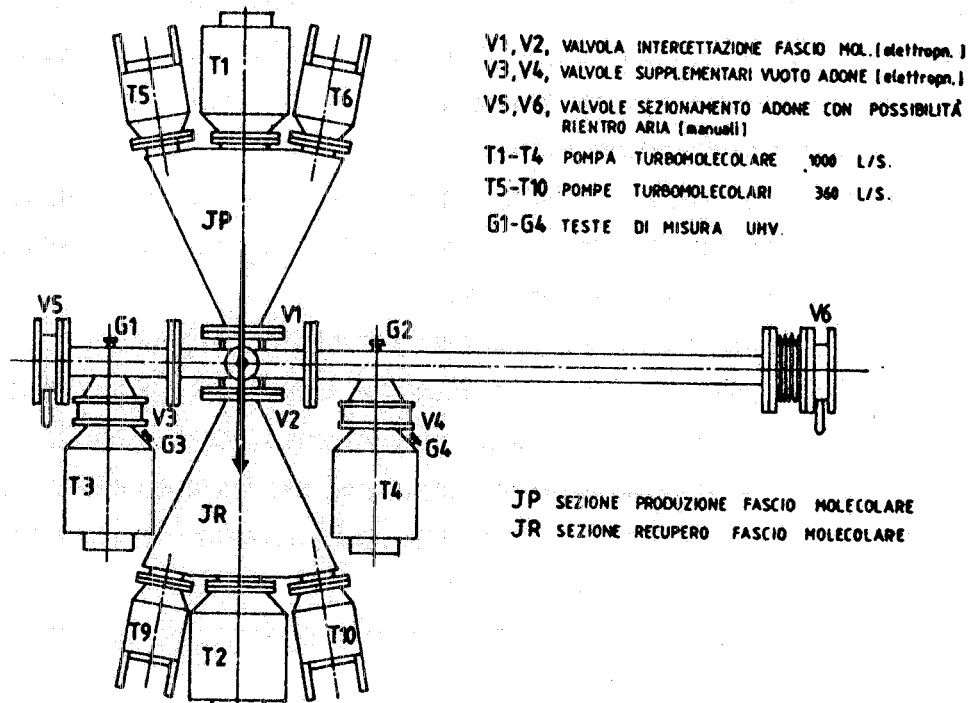


Fig 2

Le sezioni a) e c), supportano ciascuna 4 pompe turbomolecolari le quali, insieme alle relative pompe rotative di prevuoto, costituiscono il sistema progettato per ottenere un vuoto statico migliore di  $10^{-10}$  mbar. Le 8 linee di vuoto (pompa turbomolecolare e relativa pompa rotativa) sono inoltre in grado, assieme ad ulteriori 2 linee operanti sulla sezione b), di mantenere il vuoto dinamico nell'anello di accumulazione.

Si può ottenere il gradiente di pressione desiderato (da  $10^{-2}$  mbar nella zona di formazione del clusters, a  $10^{-8}$  mbar nella zona di interazione, a  $10^{-3}$  mbar nella zona finale di recupero) disegnando ogni settore in modo che sia in comunicazione con il precedente ed il successivo esclusivamente tramite il foro dei collimatori ed inoltre facendo operare sul volume di ogni settore una delle pompe turbomolecolari montate sulle sezioni a) e b), con il compito di ripulire il settore stesso dal gas rimosso dal fascio molecolare dallo "skimmer".

Le tre sezioni sono separate tra loro da due valvole, che permettono di isolare le sezioni a) e c) della ciambella dell'anello di accumulazione nei periodi di non utilizzo del fascio molecolare. Esse sono provviste di un sistema di lettura del vuoto e di un sistema di riscaldamento per effettuare il degassaggio iniziale della camera e verranno montate verticalmente in modo da non ingombrare il piano di produzione dei fotoni marcati.

Il controllo del funzionamento dell'apparato (condizioni iniziali del fascio molecolare, vuoto nella camera, stato delle valvole, etc.) verrà effettuato mediante un microprocessore dedicato.

Nel 1986 verrà montata una prima versione semplificata del sistema di produzione del fascio molecolare, mentre nel 1987, con l'apparato già operante, sono previsti miglioramenti al sistema di raffreddamento (sostituzione dei Dewar con compressori) ed il montaggio di movimenti micrometrici i quali, ottimizzando la centratura meccanica del nozzle coi collimatori, permetteranno la massimizzazione dell'intensità del fascio.

In fig. 3 è riportato un modello in legno della jet target inserito nella corrispondente sezione diritta.



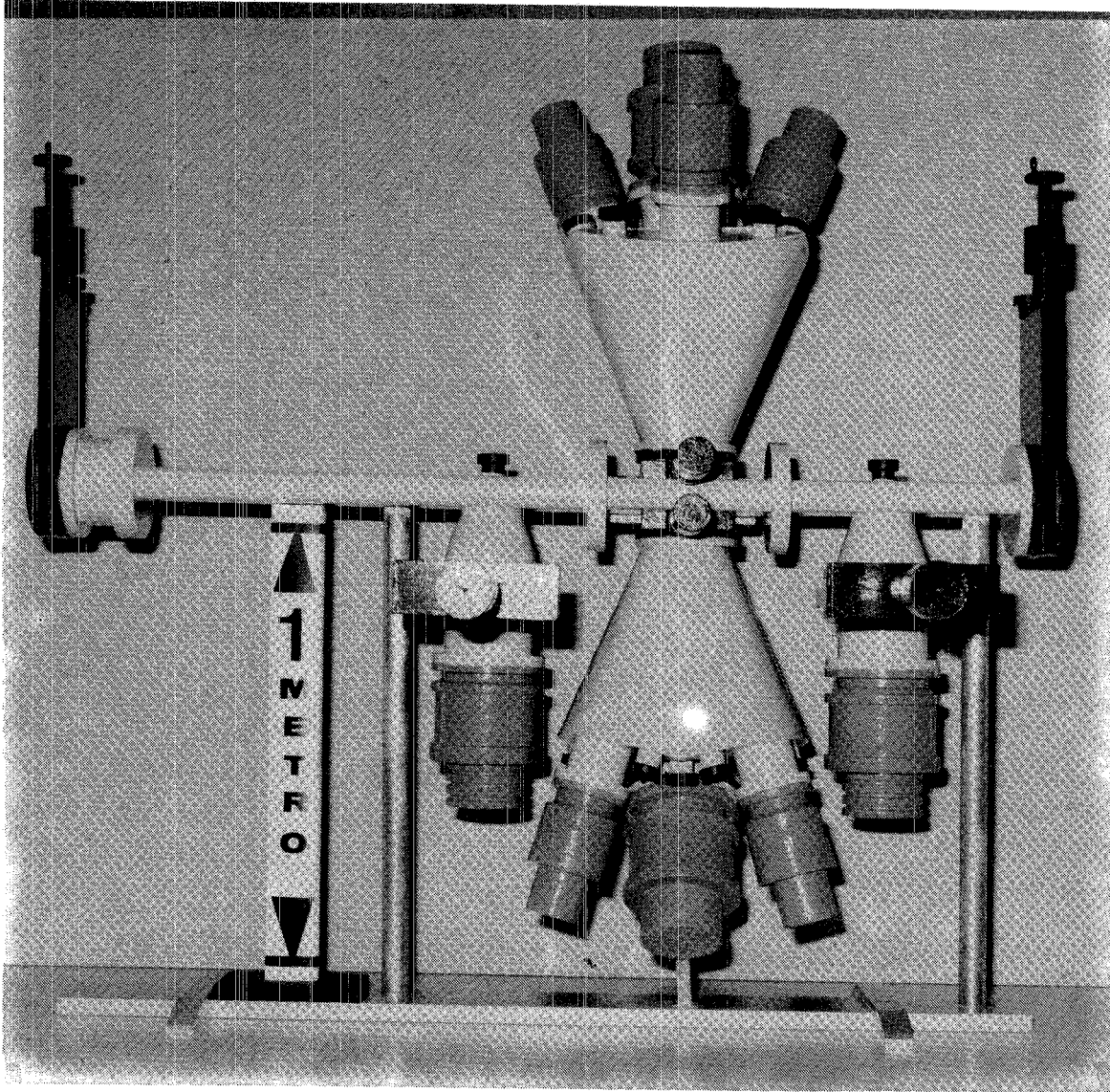


Fig. 3 Modello in legno della jet target e della corrispondente sezione diritta di Adone.

Tabella I

<b>COSTI JET TARGET</b>			
<b>(in ML)</b>			
<b>anno</b>	<b>1985</b>	<b>1986</b>	<b>1987</b>
Componentistica vuoto (camera, valvole, meccanica)	150.0	42.0	20.0
Componentistica varia (supporti meccanici, collegamenti elettrici, etc.)	20.0	40.0	=
Sistema produzione vuoto (gruppi pompaggio, elementi riscaldanti)	360.0	=	=
Sistema misura vuoto	70.0	=	=
Sistema produzione fascio (nozzle, collimatori, sistema di raffreddamento, movimenti di precisione, flussaggio gas)	20.0	80.0	50.0
Sistema controllo jet target	100.0	=	10.0
Gestione ordinaria annuale (manutenzione, ricambi, etc.)	=	=	50.0
<b>Totale</b>	<b>720</b>	<b>162</b>	<b>130</b>

## 2) L'interazione degli elettroni con il jet molecolare.

L'interazione del fascio di elettroni con il getto gassoso (di spessore  $L(\text{g/cm}^2)$  e lunghezza di radiazione  $X_0$ ) avviene attraverso i processi di scattering multiplo e perdita di energia per ionizzazione e radiazione. La diffusione coulombiana multipla causa una divergenza angolare del fascio di elettroni, approssimativamente gaussiana, il cui allargamento quadratico medio risulta, dopo  $n$  giri:

$$\langle \theta^2_{\text{coul}} \rangle^{1/2} = \frac{30}{\gamma} \sqrt{n \frac{L}{X_0}} \quad [1]$$

dove:  $\gamma = E_0/m$ , con  $E_0 =$  energia della macchina. Nel nostro caso:  $L = 10^{-8} \text{ g/cm}^2$ ,  $X_0 = 20 \text{ gr/cm}^2$ .

Questo effetto può venire tuttavia compensato, nella cavità a radiofrequenza, dalla accelerazione longitudinale  $\Delta E$ , legata alla divergenza angolare dalla seguente relazione:

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = -n \frac{\Delta E}{2E} \approx -1.18 \cdot 10^{-15} n \gamma^3 \quad [2]$$

dove:  $n = t/T_0$  con  $t =$  tempo per percorrere  $n$  giri,  $T_0 =$  tempo di rivoluzione.

La variazione nel tempo della divergenza (rms) del fascio è quindi descritta dall'equazione:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{2.53 \cdot 10^4}{\gamma} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \frac{1}{\sqrt{t}} - 3.37 \cdot 10^{-9} \gamma^3 \theta = \frac{c_2}{\sqrt{t}} - c_1 \theta \quad [3]$$

con ovvio significato delle costanti  $c_1$  e  $c_2$ . La soluzione della [3] è:

$$\theta(t) = e^{-c_1 t} \left[ \frac{2c_2}{c_1} \int_0^{\sqrt{c_1 t}} e^{x^2} dx + \theta_0 \right] \quad [4]$$

dove  $\theta_0$  ( $\approx 0.03$  mrad a  $E_0 = 500$  MeV e  $\approx 0.1$  mrad a  $E_0 = 1500$  MeV) è la

divergenza del fascio al centro della sezione diritta e all'iniezione del getto nella ciambella.

L'andamento di  $\theta(t)$ , per  $t \leq 10$  sec, fornito dalla (4) è riportato in fig. 4. Come si vede il tempo di smorzamento è al massimo dell'ordine del secondo. Tale transiente risulta pertanto trascurabile rispetto ai circa 100 secondi di vita media del fascio accumulato.

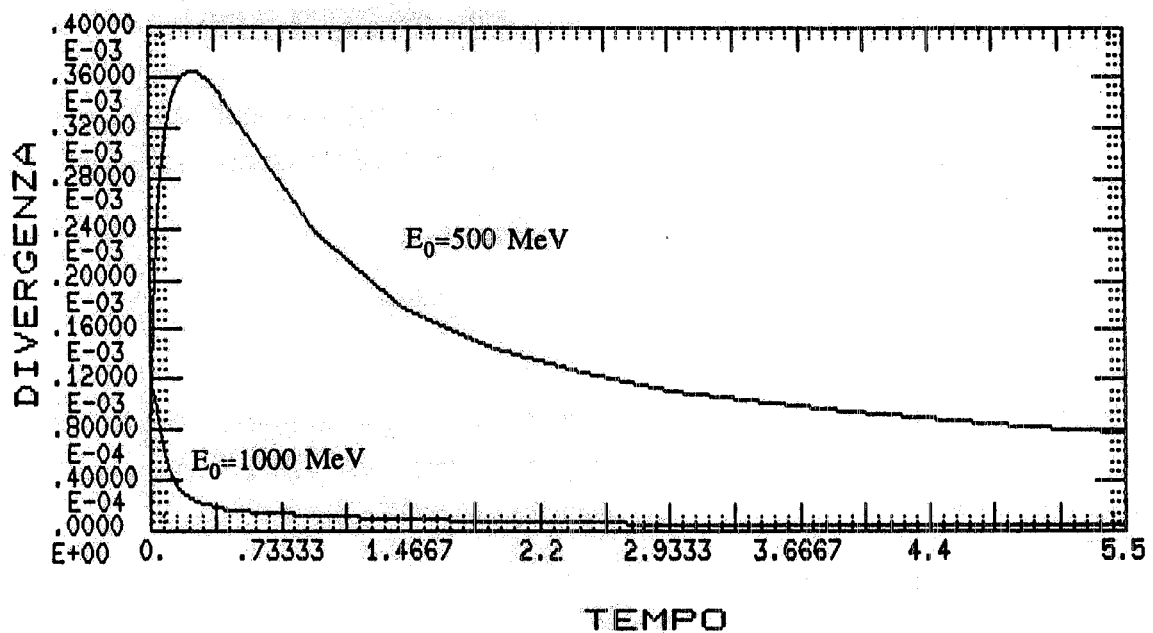


Fig. 4

Perdite di energia per ionizzazione o radiazione superiori all'accettanza  $\epsilon \approx 10^{-2} E_0$  della cavità a radiofrequenza conducono a rimozione dell'elettrone dall'orbita stabile, con conseguente decremento nell'intensità di corrente  $i(t)$

accumulata nell'anello:

$$di = -i(t) \sigma_{\epsilon} L dn = -i(t) \sigma_{\epsilon} L dt/T_0 \quad [5]$$

dove:  $dn$  = numero di giri compiuti nel tempo  $dt$  e  $\sigma_{\epsilon} = (\sigma_{\epsilon}^{\text{rad}} + \sigma_{\epsilon}^{\text{ion}})$  = sezione d'urto in  $\text{cm}^2/\text{g}$  corrispondente a una perdita di energia per giro  $dE \geq \epsilon$ .

Poichè la perdita di energia per ionizzazione è molto piccola, dell'ordine di  $2.4 \cdot 10^{-8}$  MeV/giro, si può porre  $\sigma_{\epsilon}^{\text{ion}} = 0$ . Si ha inoltre, chiamando  $k$  l'energia dei fotoni:

$$\sigma_{\epsilon}^{\text{rad}} = \int_{\epsilon}^{E_0} \frac{1}{X_0} \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3} \frac{k}{E_0} + \frac{k^2}{E_0^2} \right) \frac{dk}{k} = \frac{5.3}{X_0} \quad [\text{cm}^2/\text{g}] \quad [6]$$

Per spessori del getto sufficientemente sottili da assicurare meno di un processo di irraggiamento per giro, come nel presente caso, l'integrazione della [5] porta ad un decremento esponenziale della corrente accumulata:

$$i(t) = i(0) e^{-t/\tau_R} \quad [7]$$

con vita media  $\tau_R = T_0/(\sigma_{\epsilon}^{\text{rad}} L) \approx 100$  sec per  $L/X_0 = 5 \cdot 10^{-10}$ .

Per compensare la perdita di intensità di corrente è necessario ripetere l'iniezione ad intervalli dell'ordine di  $\tau_R$  secondi. Poichè l'intero ciclo comporta un'iniezione, l'innalzamento del campo magnetico al valore di lavoro, la raccolta dei dati per un tempo  $\tau_R$  e il riabbassamento del campo per la successiva iniezione, con tempi morti della decina di secondi, il periodo minimo del ciclo risulterà a regime dell'ordine dei due minuti.

Gli elettroni la cui perdita di energia  $E_0 - E_r$  è compresa tra la risoluzione energetica del fascio  $\Delta = 10^{-3} E_0$  e l'accettanza  $\epsilon$  della cavità tendono ad assumere un'orbita stabile spostata nel piano radiale di  $\Delta x = \psi(E_0 - E_r)/E_0$  rispetto a quella corrispondente all'energia centrale  $E_0$  ( $\psi$  è la funzione di orbita chiusa della macchina). L'azione acceleratrice della radiofrequenza induce su questi elettroni un andamento oscillante attorno all'orbita centrale, smorzato esponenzialmente nel tempo con costante  $1/\tau_s = (1/2T_0) \cdot dU_{\text{rad}}/dE$  dove  $U_{\text{rad}}$  è l'energia media perduta per giro (oscillazioni di sincrotrone). Per radiazione di

sincrotrone in Adone si ha:

$$\frac{1}{\tau_s} = 1.16 \cdot 10^{-14} \frac{\gamma^3}{R_o(m)T_o} = 6.6 \cdot 10^{-9} \gamma^3 \quad [\text{sec}^{-1}] \quad [8]$$

dove  $R_o = 5$  m è il raggio dei magneti curvanti. Quindi  $\tau_s$  risulta variabile tra 6 msec a 1.5 GeV e 162 msec a 0.5 GeV.

Le perdite di energia per frenamento, comprese tra la risoluzione energetica  $\Delta$  del fascio e l'accettanza  $\epsilon$  della cavità, non provocano rimozione dell'elettrone dal fascio, ma risultano eventi rari. Infatti, la probabilità che in un tempo  $\tau_s$  un elettrone subisca una perdita di energia di questa entità, è:

$$P = \sigma_{\Delta}^{\text{rad}L} \frac{\tau_s}{T_o} = \frac{L}{X_o} \frac{\tau_s}{T_o} \int_{\Delta}^{\epsilon} \frac{4}{3} \frac{dk}{k} = 3 \frac{L}{X_o} \frac{\tau_s}{T_o} \approx 5 \cdot 10^{-3} \tau_s \quad [9]$$

dove  $\tau_s$  va espresso in sec e in  $\sigma_{\Delta}^{\text{rad}}$  sono stati trascurati i termini di ordine superiore. Questo tipo di radiazione non è quindi sufficientemente frequente da alterare i tempi di damping delle oscillazioni di betatrone e sincrotrone.

Tuttavia, dopo l'emissione di un fotone di energia  $k$ , l'elettrone subisce sia uno spostamento sul piano radiale, che nella sezione diritta è dell'ordine di  $\Delta x = 200 k/E_o$  (cm), sia una deflessione angolare media  $\langle \theta_e^2 \rangle^{1/2} = k/\gamma(E_o - k)$ .

La bremsstrahlung del fascio circolante sulla jet target produce quindi un "alone" di elettroni più divergenti e a distanza dall'orbita stabile  $0.2 < \Delta x < 2$  cm. L'intensità  $i(t,x)$  di tale alone è data da:

$$i(t,x) = i(0) \sigma(k) dk L \int_0^t e^{-t'/\tau_R} e^{-(t-t')/\tau_s} dt'/T_o \quad [10]$$

Poichè, come già detto, solo le perdite di energia per radiazione sono sufficientemente elevate, si ha:  $\sigma(k) dk = \sigma^{\text{rad}}(k) dk$  e, osservando che  $dk/k = dx/x$ , si ottiene per la distribuzione degli elettroni nell'alone la seguente espressione:

$$P(x,t)dx = \frac{i(t,x)}{i(t)} dx = \frac{L}{X_0} \frac{4}{3} \frac{1}{T_0} \frac{dx}{x} \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha} \quad [11]$$

dove  $\alpha = (1/\tau_s - 1/\tau_R)$ .  $P(x,t)$  diventa a regime ( $t \gg \tau_s$ ) indipendente dal tempo:

$$P(x)dx = \frac{L}{X_0} \frac{4}{3} \frac{\tau_s}{T_0} \frac{dx}{x} \quad [12]$$

In modo analogo si può valutare la distribuzione della divergenza  $\theta_{rad}$  dovuta alla sola radiazione di frenamento

$$P(\theta_{rad}) d\theta_{rad} = \frac{L}{X_0} \frac{4}{3} \frac{\tau_b}{T_0} \left(1 - \frac{\gamma \theta_{rad}}{1 + \gamma \theta_{rad}}\right) \frac{d\theta_{rad}}{\theta_{rad}} \quad [13]$$

dove  $\tau_b$  è il tempo di damping per le oscillazioni di betatrone. Tuttavia, a causa della limitata accettazione della RF,

$$\theta_{rad} \leq \frac{1}{\gamma} \frac{\epsilon}{(E_0 - \epsilon)} \approx \frac{10^{-2}}{\gamma} \quad [15]$$

resta comunque inferiore a  $10^{-2}$  mrad su tutto l'intervallo tra 0.5 GeV e 1.5 GeV e quindi sempre  $< \theta_0$ .

Da queste considerazioni e dai valori numerici di  $P(x)dx$  e  $P(\theta)d\theta$ , riportati nelle figure 5 e 6, si vede che piccole perdite di energia per bremsstrahlung nel getto gassoso non portano a sensibili peggioramenti della divergenza propria degli elettroni circolanti, ma principalmente producono attorno al fascio un alone nel piano radiale, di intensità dell'ordine del per mille di quella accumulata. Per ridurre l'effetto dell'alone nel fascio di fotoni prodotto, conviene ridurre il più possibile la sezione trasversale del jet gassoso: un ragionevole compromesso con le esigenze di una pratica centratura dei due fasci consiglia l'uso di fasci molecolari di diametro di  $\approx 1$  cm. Il restante alone radiale sul fascio di fotoni risulta allora minore di 1 su  $10^3$  e può essere facilmente eliminato da una opportuna collimazione.

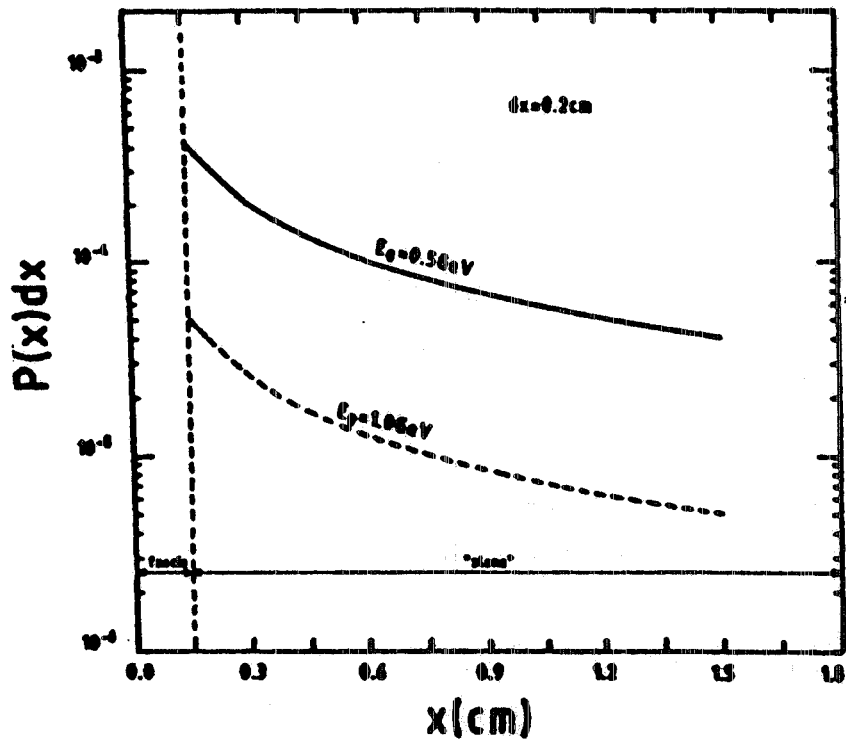


Fig. 5

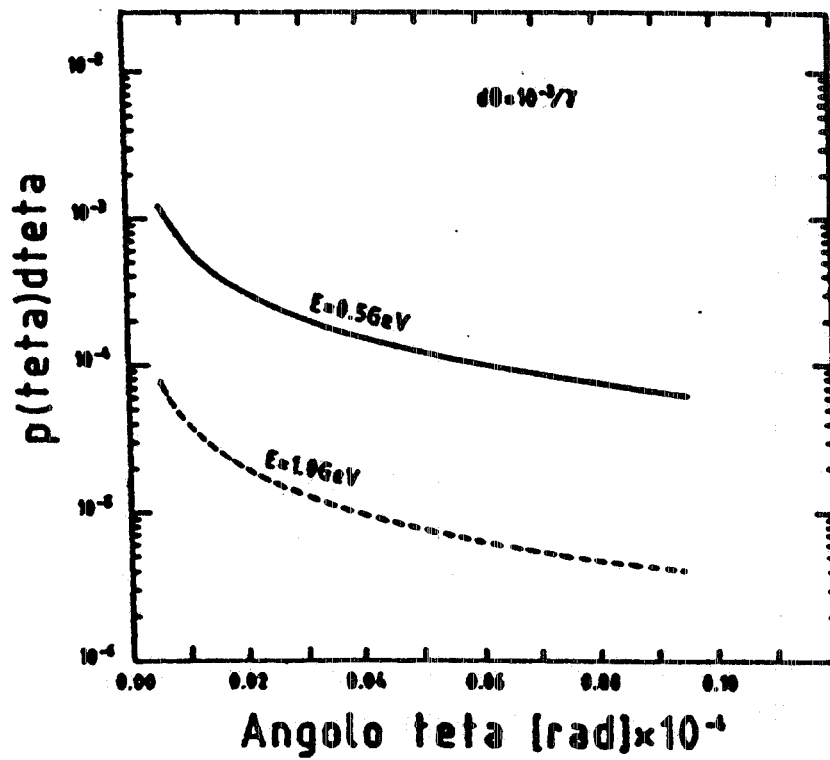


Fig. 6.



### 3) Il fascio $\gamma$ : produzione, trasporto e dosimetria.

L'intensità dei fotoni di frenamento prodotti nel jet di argon da un fascio di elettroni di intensità  $i(t) = i_0 \exp(-t/\tau_R)$  è data da:

$$N_\gamma(k,t)dk = i(t)L\sigma_{\text{rad}}(k)dk = i_0 \exp(-t/\tau_R) \frac{L}{X_0} \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3} \frac{k}{E_0} + \frac{k^2}{E_0^2} \right) \frac{dk}{k} \quad [1]$$

Se la corrente accumulata nell'anello è 100 mA,  $i_0 = 6 \cdot 10^{17} e^-/\text{sec}$ . Inoltre  $(L/X_0) = 5 \cdot 10^{-10}$  lunghezze di radiazione, da cui:

$$N_\gamma(k,t) dk = 3 \cdot 10^8 \exp(-t/100) \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3} \frac{k}{E_0} + \frac{k^2}{E_0^2} \right) \frac{dk}{k} \quad [\text{sec}^{-1}] \quad [2]$$

Per poter effettuare esperimenti a basso fondo, occorre trasportare il fascio fuori dalla sala Adone a una distanza di circa 18 metri. Assumendo per il fascio una sezione trasversale di diametro  $\approx 2$  cm, l'angolo di collimazione risulta dell'ordine di  $5 \cdot 10^{-4}$  radianti, inferiore alla dispersione angolare propria del fascio ( $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}_{\text{rad}} \approx (mc/E_0)$ ). Il trasporto del fascio comporta quindi una riduzione dell'intensità utilizzabile a circa il 25% a 500 MeV e a circa il 50% a 1 GeV. Agli effetti dei programmi sperimentali si potrà quindi contare su un fascio di fotoni di intensità media non superiore a:

$$N_\gamma(k)dk \approx 5 \cdot 10^7 \frac{dk}{k} \quad [\text{sec}^{-1}] \quad [3]$$

Per il controllo dei parametri di fascio sono previsti almeno due monitor: il primo per misure assolute di spettro energetico e di flusso a bassa luminosità, il secondo per le stesse misure anche in condizioni di esperimento. Come spettrometro assoluto si pensa di utilizzare un rivelatore ad assorbimento totale: tra gli scintillatori, il BGO appare particolarmente adatto alle energie elevate, per il basso valore della lunghezza di radiazione  $X_0 = 1.1$  cm (contro 2.6 cm nell'NaI).

Anche la bassa emissione luminosa (circa il 10% dell'NaI) e la relativa disomogeneità dei cristalli più grandi dovrebbero costituire un minore svantaggio per sciame di energia elevata. Un calcolo di Monte Carlo, effettuato a  $E_\gamma = 1$  GeV, ha mostrato che sono sufficienti 32 cm di BGO per assorbire il 99% dell'energia incidente. Se inoltre si sceglie un diametro del cristallo di 10 cm, il massimo per ora ottenibile con accettabile omogeneità, e un fascio di circa 1 cm di raggio, la distribuzione dell'energia assorbita è riportata in fig. 7c. La larghezza FWHM, dell'ordine del 3%, è ancora in gran parte dovuta alle fughe dalla superficie laterale del cristallo, pari in media a circa 40 MeV di energia. Uno scintillatore di NaI a forma di anello, di circa 15 cm di spessore, posto in anticoincidenza attorno al cristallo assorbitore è in grado di eliminare le fughe di energia superiori a  $\approx 20$  MeV, portando la larghezza FWHM a circa l'1%, ma abbassando l'efficienza di rivelazione a circa il 45% (fig. 7d).

La risoluzione energetica totale è determinata dalla convoluzione della distribuzione di fig. 7d sulla risposta ottica del fotomoltiplicatore: per mantenere la FWHM dell'ordine dell'1% è quindi necessario ottimizzare la raccolta di luce in tutti i punti del cristallo. Il disegno costruttivo dello spettrometro è riportato nelle figure 7a e 7b. Il cristallo centrale è costituito da 4 scintillatori BGO ciascuno di diametro 10 cm e altezza 8 cm, accoppiati otticamente per una lunghezza di cm 32. La luce viene raccolta dalla superficie laterale di ciascun scintillatore tramite 3 coppie di fototubi Philips XP 2012 da 32 mm, poste a  $120^\circ$  una dall'altra. Tre spicchi cilindrici di ioduro di sodio spessi 15 cm, ciascuno visto da 3 fototubi Hamamatsu R1652 da 75 mm, costituiscono la anticoincidenza. Questo sistema permette l'ottimizzazione della raccolta di luce e la minimizzazione degli effetti di disomogeneità assiale nei BGO, a spese tuttavia dell'efficienza geometrica della anticoincidenza. Anche la velocità di conteggio resta limitata dal tempo di decadimento dell'impulso luminoso nel BGO ( $\tau \approx 400$  ns) a frequenze medie non superiori a  $10^4$ - $10^5$  eventi/sec.

Come monitor relativo veloce si può utilizzare lo stesso sistema di tagging. Poiché i rivelatori plastici permettono velocità di conteggio da pochi eventi fino a  $10^6$  impulsi/sec, è possibile tarare la probabilità e l'efficienza di tagging utilizzando lo spettrometro BGO in parallelo sul fascio a basso flusso ( $\approx 10^4$   $\gamma$ /sec) ed utilizzare l'apparato così calibrato per dosimetria assoluta anche alle

intensità elevate. Un ulteriore monitor relativo della luminosità basato sulla rivelazione degli elettroni diffusi dal jet gassoso potrebbe essere costruito in un secondo tempo.

## SCINTILLATOR SPECTROMETER

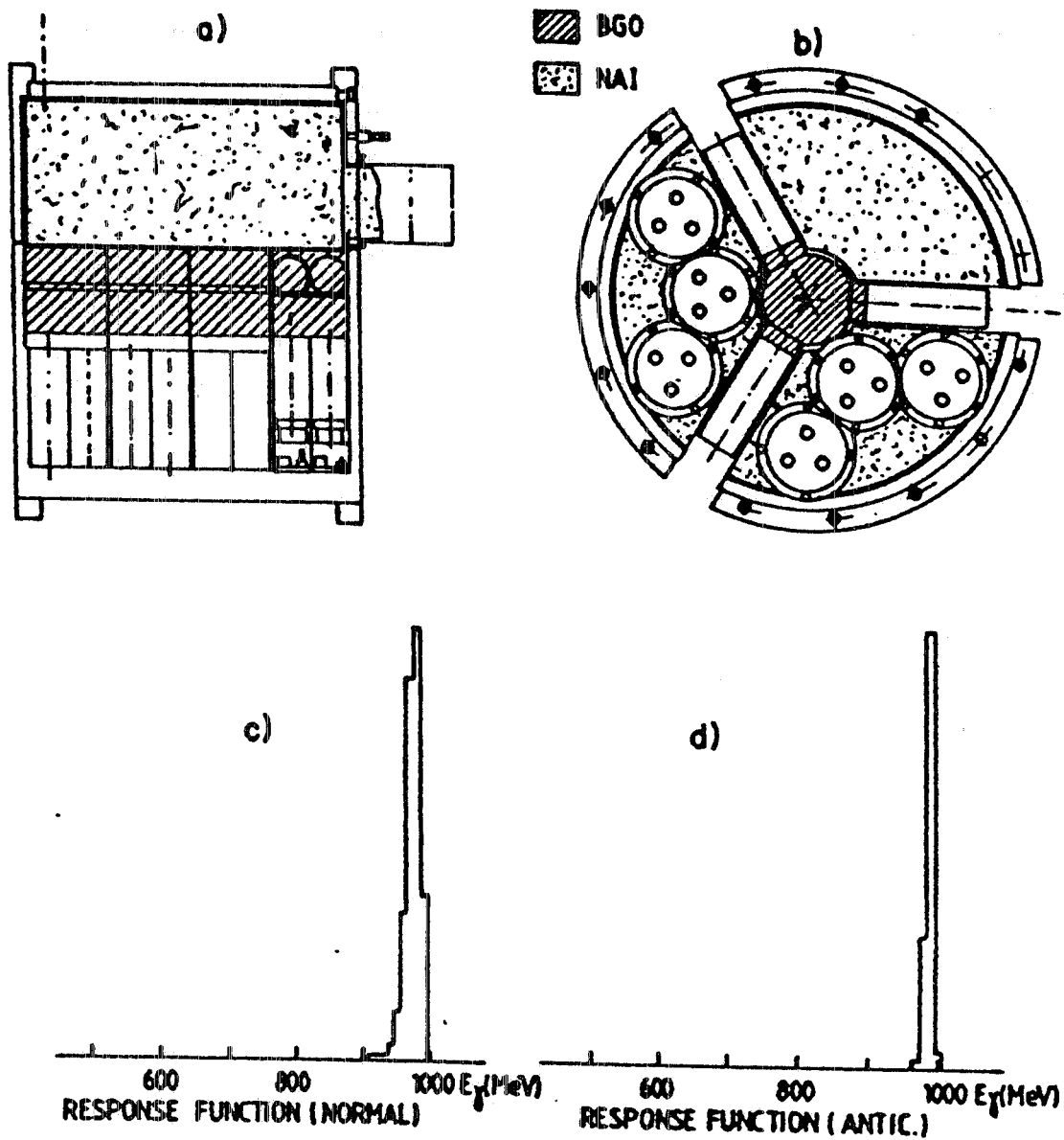


Fig. 7

Tabella II

---

<b>COSTI MONITOR DI FASCIO</b>			
<b>(in ML)</b>			
<b>anno</b>	<b>1985</b>	<b>1986</b>	<b>1987</b>
BGO (con fotomoltiplicatori)	=	150	=
Anticoincidenza NAI (con fotomoltiplicatori)	=	=	150
Elettronica e consumo	=	=	70
Movimenti e schermature	=	=	30
Secondo monitor			100
<b>Totale</b>	<b>=</b>	<b>150</b>	<b>350</b>

---

#### 4) Descrizione del sistema di tagging

La rivelazione degli elettroni viene effettuata sfruttando il magnete deflettore di Adone posto immediatamente a valle della sezione diritta in cui verrà installata la jet target.

Le caratteristiche ottiche del sistema magnetico, costituito da due quadrupoli e dal magnete deflettore, sono le seguenti:

doppio di quadrupoli:	lunghezza magnetica	0.532 m
	costanti di focaggio: $K_F^2 = 0.77 \text{ m}^{-2}$ , $K_D^2 = 0.76 \text{ m}^{-2}$	
dipolo magnetico:	magnete a settore con sezione a C	
	angolo di deflessione	$30^\circ$
	traferro	$\sim 10 \text{ cm}$
	larghezza del polo	$\sim 34 \text{ cm}$
	indice di campo	$\sim 0.54$
	raggio dell'orbita	500 cm
	accettanza in impulso:	$0.2 E_0 - 0.85 E_0$

Il sistema di "marcatura" dell'energia dei fotoni è stato progettato estendendo le mappe esistenti dei magneti di Adone con misure di campo fino al giogo del magnete stesso.

I calcoli di ottica, effettuati utilizzando tecniche di ricostruzione numerica delle traiettorie, hanno mostrato che la superficie focale giace, con buona approssimazione, lungo la superficie laterale del cilindro di raggio 485 cm. L'altezza di detta superficie è  $\leq 2.5 \text{ cm}$  a  $E_0 = 1500 \text{ MeV}$  e  $\leq 7 \text{ cm}$  a  $E_0 = 500 \text{ MeV}$ . La dispersione lungo questa superficie cresce da  $\sim 53 \text{ MeV/c}$  per elettroni di energia  $0.1 \cdot E_0$  a  $\sim 65 \text{ MeV/c}$  per elettroni di energia  $0.3 \cdot E_0$  e quindi decresce fino a circa  $20 \text{ MeV/c}$  per elettroni di energia  $0.8 \cdot E_0$ .

Nella fig. 8 sono riportate le curve di indeterminazione minima in impulso  $\Delta p$  e di risoluzione rispettivamente per  $E_0 = 1500 \text{ MeV}$  (curva a tratto continuo) e  $E_0 = 500 \text{ MeV}$  (curva a tratti). Con riferimento alla curva a tratto continuo, la discesa della risoluzione  $\Delta E_\gamma / E_\gamma$  tra 300 e 600 MeV è dovuta alla crescita del denominatore  $E_\gamma$  a fronte di una costanza nel valore dell'indeterminazione energetica dello spettrometro. Ad energie  $> 600 \text{ MeV}$  il rapporto invece rimane

costante. L'andamento completamente diverso della curva a tratto è dovuto all'accresciuto peso del contributo della divergenza angolare degli elettroni di bremsstrahlung, divergenza che cresce come  $(E_\gamma m)/(E_r E_0)$ , dove  $E_\gamma$ ,  $E_r$  e  $E_0$  sono le energie del fotone, dell'elettrone diffuso e del fascio, e  $m$  è la massa a riposo dell'elettrone.

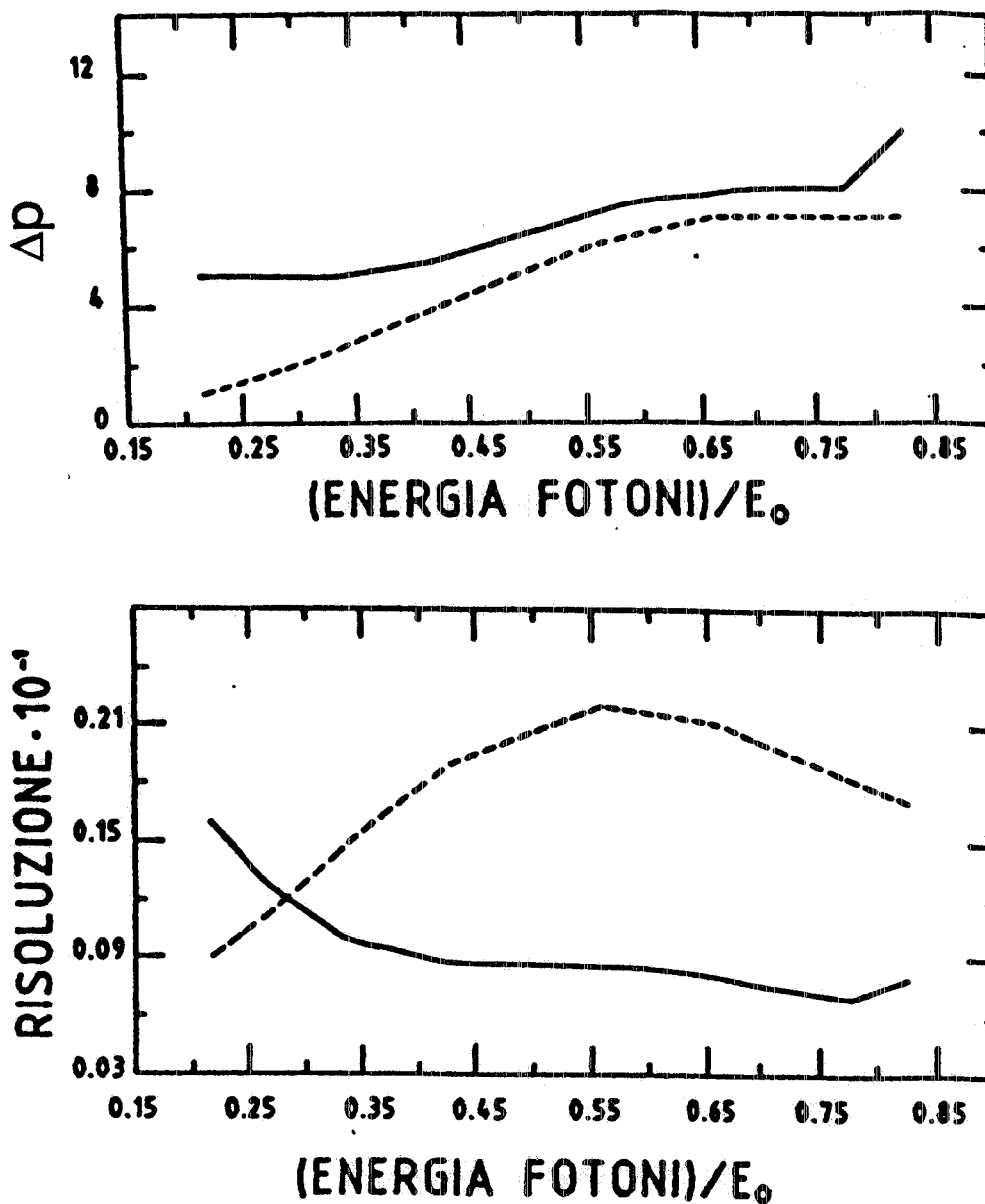


Fig. 8

L'intervallo di energia dei fotoni scelto per il sistema di tagging copre la regione di energie  $0.4 E_0 - 0.8 E_0$ : sono previsti 80 canali di energia con risoluzione del 0.9% a  $E_0 = 1500$  MeV e  $\leq 2.7\%$  a  $E_0 = 500$  MeV.

La distanza tra la sala sperimentale, adiacente l'edificio di Adone, e la jet target è maggiore di circa 18 m, conseguentemente il fascio di fotoni deve essere collimato per evitare che le sue dimensioni trasversali sul bersaglio di fotoreazione siano troppo grandi.

In fig. 9 sono riportate le curve della probabilità e dell'efficienza del tagging per  $E_0 = 1500$  MeV calcolate nella disposizione sperimentale descritta, ossia collimando il fascio di fotoni entro  $\pm 1.2$  mrad. (La probabilità del tagging è il rapporto tra il numero di fotoni marcati per intervallo di energia e il numero totale di fotoni nello stesso intervallo. L'efficienza, invece, è il rapporto tra il numero di fotoni marcati per intervallo di energia e il numero di conteggi nel contatore di tagging che definisce lo stesso intervallo). Come risulta dalle curve, il valore numerico di entrambe le grandezze è abbastanza costante e  $\geq 80\%$ .

Il sistema di rivelazione, costituito da 81 scintillatori plastici (tipo NE Pilot U) disposti su due file contigue, verrà inserito nel traferro del magnete lungo la circonferenza di raggio 485 cm (vedi fig. 10). Gli scintillatori del piano posteriore si sovrappongono all'incirca per metà ai due scintillatori del piano anteriore. Conseguentemente, il numero di scintillatori nei due piani è rispettivamente pari a 40 e 41.

Ogni scintillatore è, con buona approssimazione, un parallelepipedo di spessore  $b = 20$  mm e altezza  $c = 40$  mm. I due lati,  $a_1$  e  $a_2$ , sono diversi tra di loro e variano da scintillatore a scintillatore (tra 2.2 cm e 2.8 cm).

L'energia depositata in ciascun scintillatore è di  $\sim 4$  MeV. Per disporre di una buona quantità di luce sui fotocatodi dei fotomoltiplicatori la luce prodotta nello scintillatore viene raccolta dalle due facce superiore e inferiore di ciascun scintillatore e trasportata fuori dal magnete da guide di luce costituite da fasci di fibre ottiche di circa 2 m di lunghezza. Le fibre ottiche da noi scelte sono il tipo HARD CLAD SILICA, caratterizzate da un rapporto eccezionalmente alto tra il "core" ed il "cladding", ottima resistenza alle radiazioni nucleari, elevata resistenza alla trazione. La loro attenuazione è pari a 12 dB/km.

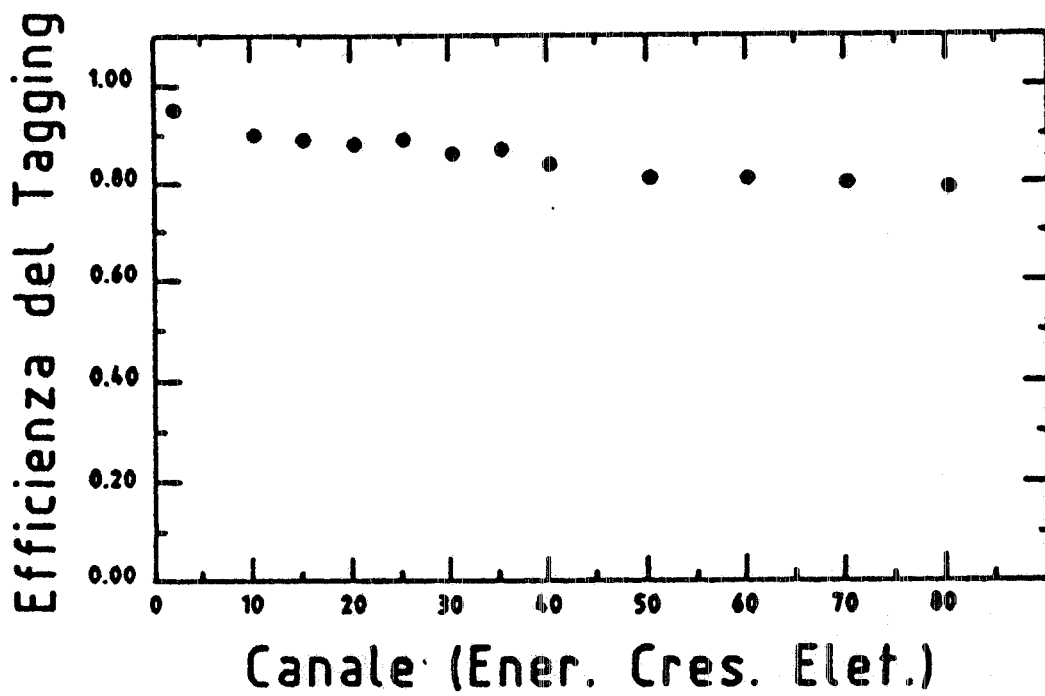
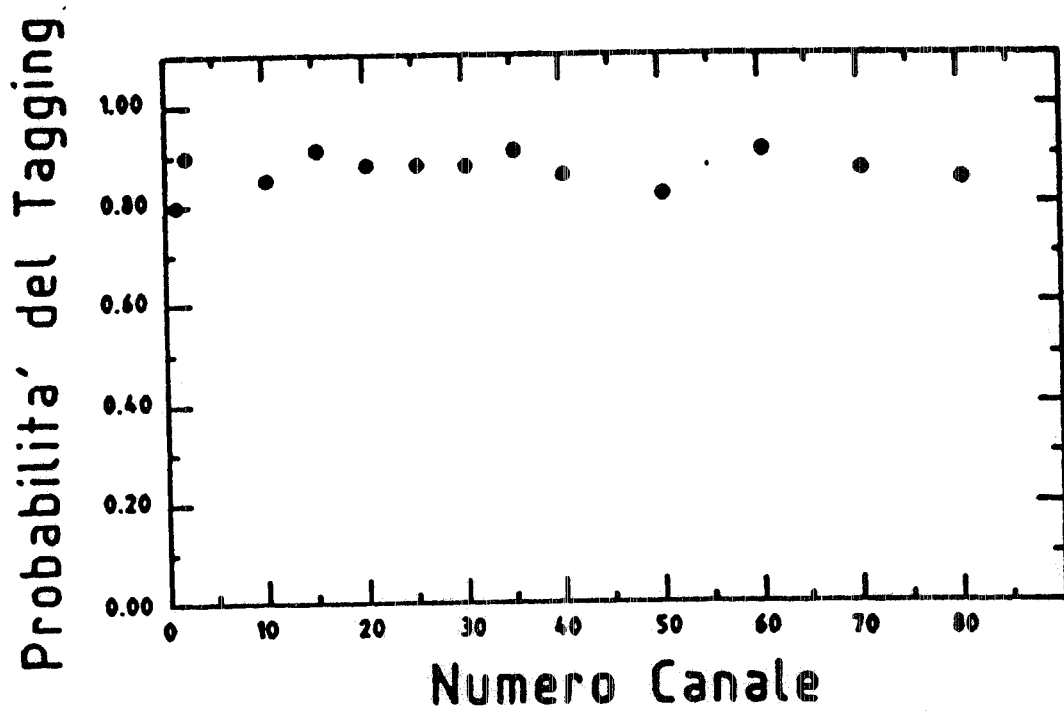


Fig. 9



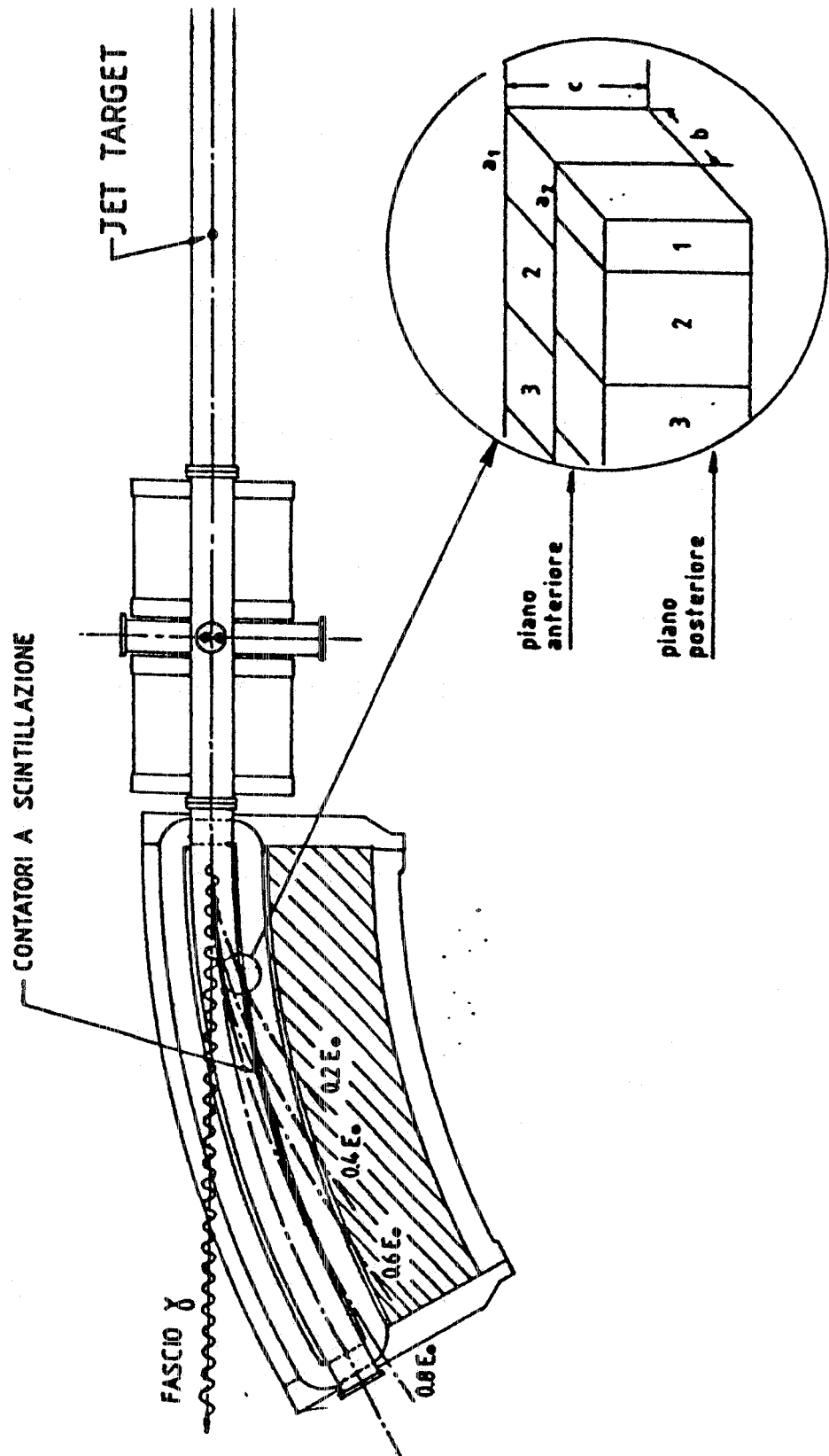


Fig. 10

I fototubi utilizzati sono gli Hamamatsu R1450 e R1635 che garantiscono una buona resa del fotocatodo con un guadagno  $\geq 10^6$  e un tempo di salita  $\leq 2$  ns.

Il progetto definitivo dei contatori e del relativo sostegno è in corso di completamento presso la ditta DIESSE di Roma, che curerà anche la costruzione degli scintillatori, l'accoppiamento ottico con le guide di luce e i fototubi e la costruzione delle parti meccaniche.

L'analisi dei segnali sarà effettuata tramite l'elettronica veloce ECL che è in buona parte già acquistata presso la ditta LeCroy.

**Tabella III**

<b>COSTI SISTEMA DI TAGGING</b>				
<b>(in ML)</b>				
	<b>anno</b>	<b>1985</b>	<b>1986</b>	<b>1987</b>
Valvole e pompe	=	70	=	=
Elettronica	218	=	80	=
Fototubi e rivelatori	50	=	=	=
Meccanica e consumo	50	50	=	=
Modifiche ciambella ADONE	=	90	=	=
Calcolatore	=	=	150	=
Attrezzature sala controllo	=	150	200	=
<b>Totale</b>		<b>318</b>	<b>360</b>	<b>430</b>

### 5) Coincidenze casuali e radiofrequenza della macchina.

Un limite all'utilizzo della massima intensità di fotoni ottenibile è posto dalla struttura temporale del fascio. La radiofrequenza a 51 MHz di ADONE modula l'intensità del fascio mediante una microstruttura a impulsi di larghezza inferiore a  $\approx 1$  nsec e distanti tra di loro 20 nsec.

Nel caso di un fascio continuo, nel quale le particelle sono distribuite in maniera casuale nel tempo, il numero di coincidenze casuali al secondo è dato da:

$$A_1 = 2N_1N_2\tau \quad [1]$$

dove  $N_1$  e  $N_2$  sono i conteggi al secondo dei rivelatori 1 e 2 e  $\tau$  è il potere risolutivo della coincidenza tra i due rivelatori.

Nel caso di un fascio pulsato, caratterizzato da una struttura periodica consistente in impulsi di durata  $T_1$  sec seguiti da intervalli di durata  $T_2$  sec e quindi da un duty-cycle  $D = T_1/(T_1 + T_2)$ , vale la relazione<sup>(4)</sup>:

$$A_0 = 2N_1N_2\tau' \quad [2]$$

con  $\tau'$  proporzionale a  $T_1/D$ . Per valori di  $\tau$  compresi tra  $T_1$  e  $T_2$  si ha:

$$\tau' = \frac{1}{2} \frac{T_1}{D} = \frac{1}{2f}, \quad [3]$$

dove  $f = 1/(T_1 + T_2)$  è la frequenza della cavità, da cui, per la [2], il numero di coincidenze casuali al secondo è dato da:

$$A = \frac{N_1 N_2}{f} \quad [4]$$

Esiste quindi la possibilità di ridurre l'intensità delle coincidenze casuali aumentando la frequenza  $f$  purchè il tempo risolutivo della coincidenza risulti  $< 1/f$ .

Consideriamo ora il caso specifico di un esperimento di fotodisintegrazione ( $\gamma, X$ ) con fotoni marcati. In questo caso:

- $N_1$  è il numero di elettroni al secondo sul contatore di tagging corrispondenti a fotoni di energia  $k \pm \Delta k/2$ :

$$N_1 = N_\gamma(k) \Delta k \frac{1}{\varepsilon_t} \quad [5]$$

dove  $\varepsilon_t$  è l'efficienza di tagging ( $\approx 0.8$ ) ed  $N_\gamma(k) \Delta k$  è il numero di fotoni di energia  $k \pm \Delta k/2$  sul bersaglio.

- $N_2$  è il numero di singole al secondo nel rivelatore delle particelle  $X$ . Indicando con:  $d\sigma^*/d\Omega$  la somma di tutte le sezioni d'urto differenziali di produzione delle particelle  $X$ ;  $\varepsilon_0$ ,  $\Delta\Omega$  e  $E_t$  l'efficienza, l'angolo solido e l'energia di soglia del rivelatore;  $N_b$  il numero di atomi del bersaglio si ha

$$N_2 = \int_{E_t}^{E_0} N_\gamma(k) \frac{d\sigma^*}{d\Omega}(\theta, k) \Delta\Omega N_b \varepsilon_0 dk \quad [6]$$

- $N_v$  è il numero di coincidenze vere tra i due rami dovute a fotoni nell'intervallo energetico  $k \pm \Delta k/2$

$$N_v = N_\gamma(k) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, k) \Delta\Omega N_b \varepsilon_0 \Delta k \quad [7]$$

dove  $d\sigma/d\Omega$  è la sezione d'urto del processo in studio. Naturalmente

$$\frac{d\sigma^*}{d\Omega} = (1 + F) \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad [8]$$

avendo indicato con  $F$  la frazione in più sulla sezione d'urto che distingue le singole dalle coincidenze.

Il rapporto  $R$  tra le coincidenze vere e quelle casuali è dato, per la [4], da:

$$R = \frac{N_v}{N_1 N_2} f \quad [9]$$

da cui, per le [5] [6] [7], e nell'ipotesi che le sezioni d'urto siano lentamente

variabili con l'energia nell'intervallo considerato, si ha:

$$R \approx \frac{f \cdot \varepsilon_t}{(1+F) \int_{E_t}^{E_o} N_\gamma(k) dk} \quad [10]$$

Poichè  $F \geq 0$ , si ha:

$$R_{\max} = \frac{f \cdot \varepsilon_t}{\int_{E_t}^{E_o} N_\gamma(k) dk} \quad [11]$$

Utilizzando valori numerici realistici:  $f = 5 \cdot 10^7$  Hz;  $N_\gamma(k) \Delta k = 5 \cdot 10^7 \Delta k/k$ ;  $\varepsilon_t = 0.8$ ;  $E_o/E_t \approx 2$ , si ha

$$R_{\max} \approx 1, \quad [12]$$

cioè, se si vuole avere un rapporto vere/casuali superiore all'unità, il numero massimo di fotoni utilizzabile è sempre minore di  $\approx 5 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$  per ciascun canale di tagging ( $\Delta k/k \approx 10^{-2}$ ).

Nell'attuale configurazione di macchina, un miglior rapporto vere/casuali può ottenersi:

- riducendo l'intensità del fascio di fotoni (minore corrente di elettroni circolante, ovvero riduzione della densità del jet molecolare), quando ciò non comporti velocità di conteggio troppo basse;
- effettuando esperimenti a cinematica completa. In questo caso, utilizzando le leggi dell'energia e dell'impulso, è possibile fissare una finestra software sull'energia dei prodotti rivelati uguale, al limite, alla larghezza  $\Delta k$  del canale stesso:

$$R_{\max} \approx \frac{k}{\Delta k} \approx 10^2 \quad [13]$$

E' quindi evidente che la piena intensità del fascio può essere utilizzata solo in esperimenti esclusivi, con pesanti limiti alla sperimentazione inclusiva, certamente non meno interessante.

Se, invece, è possibile cambiare la frequenza delle cavità a radiofrequenza della macchina, secondo la [9] un aumento di frequenza si traduce in un miglioramento proporzionale del rapporto vere/casuali. Ad esempio, passando dall'attuale cavità di ADONE a 51 MHz ad una nuova cavità a 350 MHz, R migliora di un fattore 7. E' importante tuttavia osservare che, se il tempo risolutivo della coincidenza non verifica la condizione

$$T_1 \leq \tau \leq \frac{1}{f} \quad [14]$$

ovvero, per un dato  $\tau$ , se la frequenza è tale che l'intervallo tra due impulsi è dell'ordine di  $\tau$ , anche l'impulso successivo di macchina viene a contribuire al rate delle casuali, con un aumento di un fattore 2 nel numero delle coincidenze. Questa considerazione impone, per un tempo risolutivo  $\tau = 2 \div 3$  nsec, la scelta di una frequenza RF non superiore a circa 350 MHz.

E' significativo osservare che il miglioramento del rapporto vere/casuali proporzionale alla frequenza, non è accompagnato ad un miglioramento del duty-cycle del fascio. Infatti, nell'ipotesi di mantenere costante l'accettanza di radiofrequenza, l'aumento di frequenza comporta una diminuzione della durata del bunch<sup>(5)</sup>, per cui, per numeri armonici elevati, il duty-cycle rimane circa costante (e inversamente proporzionale all'energia).

Un primo approccio allo studio di una radiofrequenza a 350 MHz può essere quello seguito inizialmente per Afrodite<sup>(6)</sup>. Tra l'altro, tale campo di frequenze è già stato usato con successo in altre macchine in operazione (PEP) o è in programma per acceleratori in costruzione (LEP) e pertanto una vasta scelta di apparecchiature e dispositivi è disponibile sul mercato.

Considerando i parametri di ADONE, le caratteristiche salienti di una possibile nuova radiofrequenza sono:

Energia della macchina	$E_0 = 1.5 \text{ GeV}$
Circonferenza	$C = 105 \text{ m}$
Tempo di rivoluzione	$T_0 = 350 \text{ nsec}$
Frequenza RF	$f = 357.25 \text{ MHz}$
Numero armonico	$k = 125$

Tensione di picco RF

$$V_c = 500 \text{ KV}$$

La struttura del risonatore è stata ottenuta considerando la cella singola della cavità del LEP come base di partenza. Le dimensioni sono state modificate e calcolate di nuovo per mezzo del programma LALA. Lo schema della cavità per Afrodite è riportato in fig. 11.

Ovviamente per l'installazione su ADONE dovrà essere realizzata una maggiore apertura delle iridi, che comporterà ulteriori variazioni dei parametri.

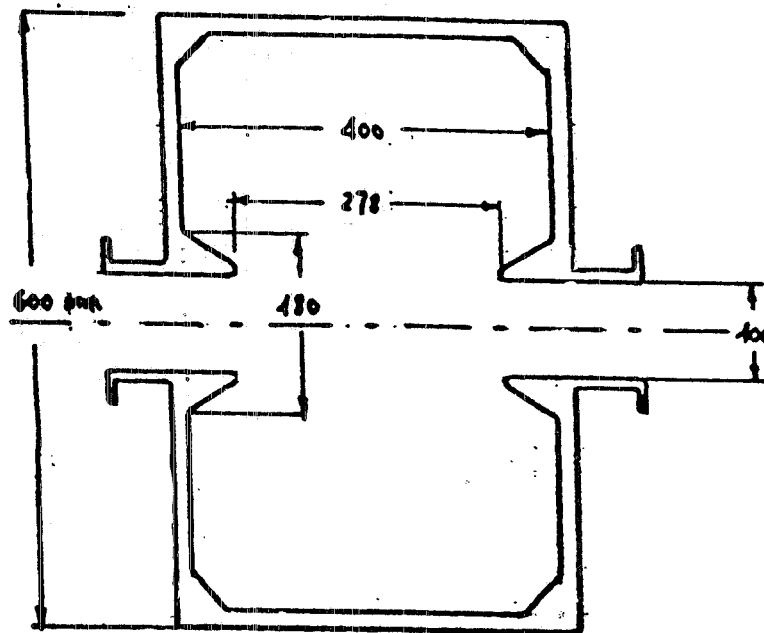


Fig. 11

Per una cavità in rame i parametri RF sono i seguenti:

Frequenza RF	$f = 357.250 \text{ MHz}$
Freq. di risonanza senza tuner	$f_0 = 356.900 \text{ MHz}$
Massima tensione al gap	$V_c = 500 \text{ KV}$
Massimo campo elettrico nel gap	$E_g = 2 \text{ MV/m}$

Massimo campo elettrico superficiale	$E_s = 5.3 \text{ MV/m}$
Impedenza-shunt totale	$Z = 56.944 \text{ M}\Omega/\text{m}$
Fattore di tempo di transito	$T = 0.78$
Impedenza-shunt effettiva totale(*)	$ZT^2L = 13.86 \text{ M}\Omega$
Fattore di merito	$Q = 47900$
Dissipazione di potenza in cavità	$P_c = 18 \text{ kW}$
Energia immagazzinata in cavità	$W = 0.384 \text{ Joules}$

(\*) nel caso di ADONE sarà più bassa, perchè l'apertura è più grande.

La perdita di energia dovuta alla radiazione di sincrotrone è circa 115 KeV a 1.5 GeV. Considerando una perdita supplementare del 20% proveniente da rendimenti di trasferimento e perdite parassite, si ha che per una corrente media di fascio di 100 mA, la potenza da fornire alle particelle è dell'ordine di 14 kW.

Il carico del fascio all'energia di 1.5 GeV è dato da(7) :

$$R_B = V_c^2 / 2P_B = \frac{V_c}{2I_B \sin \phi_s} = 8.93 \text{ M}\Omega$$

dove:  $V_c = 500 \text{ kV}$  è la tensione in cavità,  $P_B = 14 \text{ kW}$  è la potenza ceduta al fascio,  $I_B = 100 \text{ mA}$  è la corrente accumulata,  $\sin \phi_s = U/V_c = 0.28$  è la fase sincrona.



Tabella IV

---

**COSTI CAVITA' RF 350 MHz**  
(in ML)

anno	1986	1987	1988
Klystron + Alimentatore A.T.	300	=	=
Guide d'onda	=	150	100
Circolatore	=	400	=
Cavità	=	300	=
Controlli più accessori	100	=	150
<b>Totale</b>	<b>400</b>	<b>850</b>	<b>250</b>

---

## 6) Strutture di laboratorio: schermature e sala esperienze

### 6a. Schermature

Come più volte messo in evidenza dal prof. M. Pelliccioni, dirigente dell'Unità Protezione dalle Radiazioni, la schermatura esistente, essenzialmente fornita dalle pareti dell'Edificio Adone, è adeguata, sia pure con qualche limitazione, all'attuale utilizzo della macchina, pari a circa 300 ore-iniezione l'anno. L'entrata in funzione del fascio marcato comporterà un aumento dell'ordine di circa 150 ore-iniezione per anno, con il possibile superamento dei massimi livelli di radiazione ammessi nell'area dei Laboratori.

Qui di seguito è riportata la parte della relazione sull'argomento, inviata in data 25/3/86 con lettera prot. 9475, dal prof. Pelliccioni al Direttore dei LNF, che riguarda direttamente il nostro esperimento.

*"Allo scopo di mantenere le dosi accumulate entro limiti ragionevoli si è pertanto dovuto ricorrere al controllo del numero totale di ore annuali di iniezione.*

*Due circostanze rendono però sempre meno consigliabile continuare a lavorare in siffatte condizioni.*

*La prima è legata all'evoluzione che si è avuta nell'ultimo decennio in materia di normativa internazionale di radioprotezione e al conseguente atteggiamento delle Autorità Vigilanti che tendono a chiedere per impianti simili dosi sempre più modeste ai confini del Centro (ormai non più di qualche decina di mrem/anno) e nelle zone interne di libero accesso.*

*L'altra riguarda invece il rinnovato interesse dei ricercatori per Adone, i cui nuovi programmi (Fenice, Jet-target, etc.) lasciano intuire per il futuro una più intensa utilizzazione della macchina, che mal si concilierebbe con le attuali limitazioni.*

*In queste condizioni è quindi assolutamente necessario adottare provvedimenti atti a ridurre drasticamente le dosi nelle zone esterne dell'Edificio Adone almeno di un fattore 10.*

*Se fosse possibile, un metodo per conseguire l'obiettivo potrebbe essere quello di introdurre radicali e sicuri provvedimenti migliorativi nelle modalità di effettuazione dell'iniezione, o in alternativa di ridurre di almeno un fattore 10 la potenza iniettata. Chi ha competenza in materia dovrebbe però assumersene la responsabilità anche nei riguardi della fattibilità dei futuri esperimenti (specie Jet-target).*

*La soluzione che offre maggiori garanzie resta pertanto quella di dotare finalmente*

*l'anello di un efficace tetto schermante, come più volte auspicato.*

*Sulla base dei valori dei TVL abitualmente usati in calcoli di schermature, l'attenuazione di un fattore 10 può essere ottenuta con uno spessore di calcestruzzo ordinario rispettivamente di circa 47 cm per la componente gamma e di circa 30 cm per i neutroni della risonanza gigante. Nella zone del deflettore lo schermo attualmente esistente potrebbe essere portato a un metro.*

*Sembra anche eventualmente accettabile, a parità di condizioni di funzionamento della macchina, l'ipotesi di procedere inizialmente con una schermatura parziale, che lasci scoperte le poche zone ove le dosi sono sistematicamente inferiori rispetto a quelle dei punti più "caldi" di almeno un fattore 10." (a titolo esemplificativo vedi Fig. 12 (Fig. 6 della lettera di M. Pelliccioni), ove sono riportati i risultati di alcune misure effettuate in passato con TLD esposti sopra l'anello).*

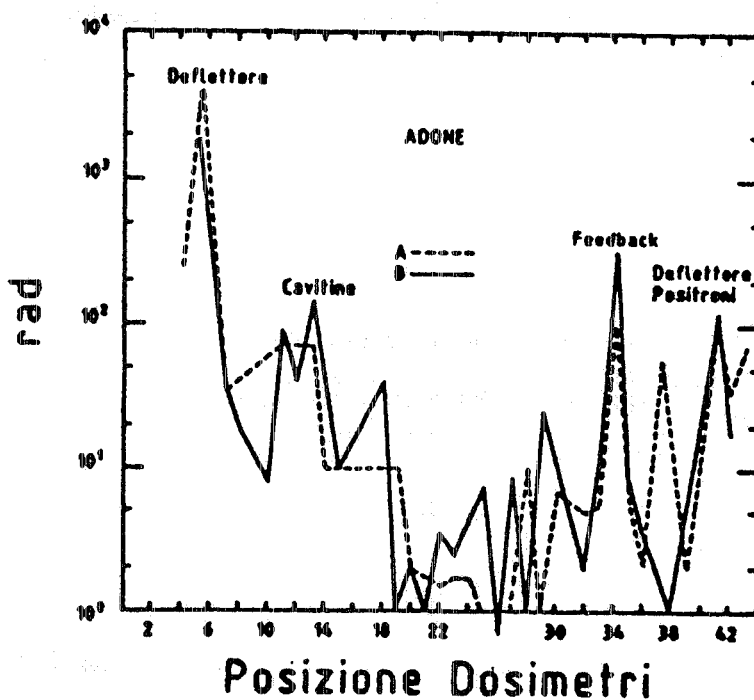


Fig 12

Sulla base di questa relazione ci sembra logico concludere che l'unica soluzione che offre sicure garanzie di uso della macchina è quella di dotare l'anello di un efficace tetto schermante almeno nelle zone più "calde".

SCHERMATURA INTEGRATIVA MACCHINA ADONE

SCHEMA DELLA SOLUZIONE A "DALLE" RADIALI

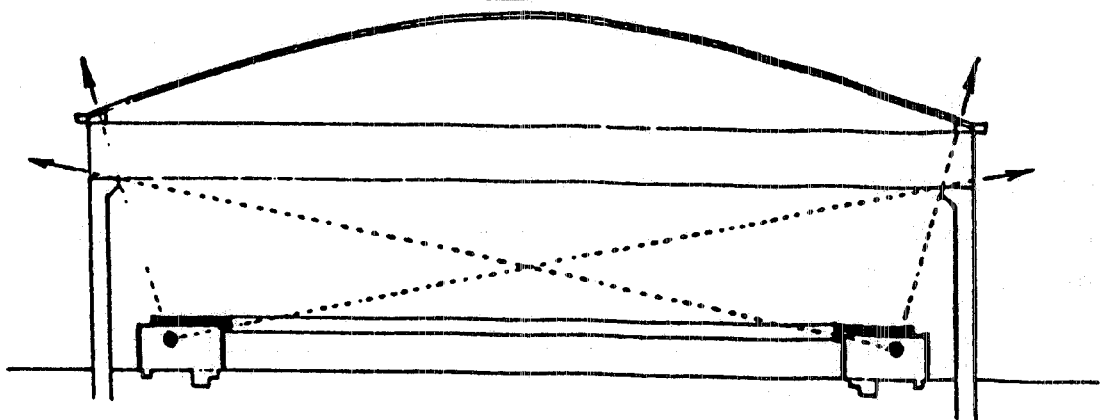


Fig. 13

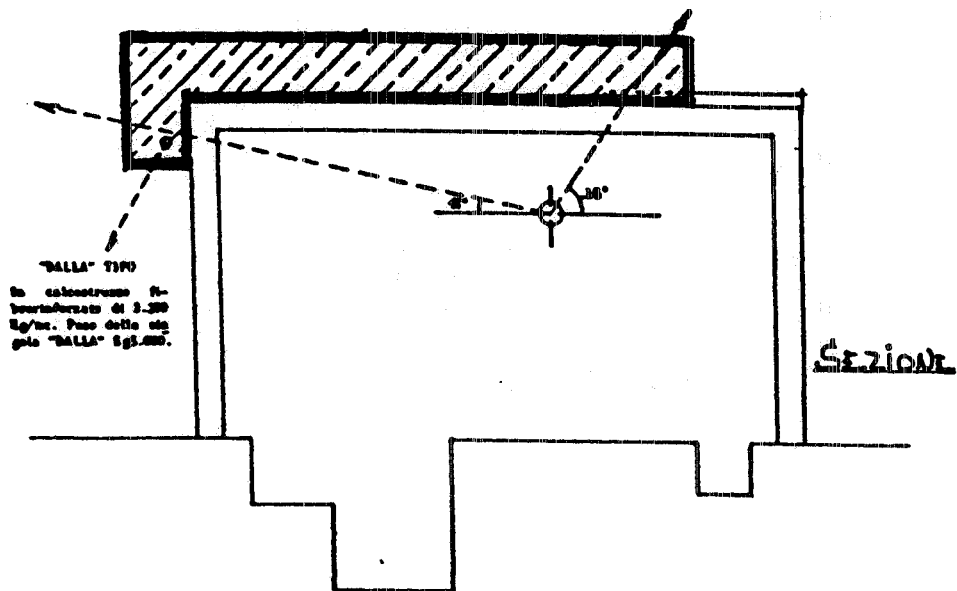


Fig. 14

Per quanto riguarda il nostro esperimento, l'aumento di carico di radiazione è dovuto sostanzialmente a due cause:

- a) il numero di iniezioni cresce di circa il 50% e ciò fa crescere proporzionalmente la dose, essenzialmente nella regione del quadrante di iniezione elettroni e in altri punti caldi (v. fig. 12);
- b) il 70% del fascio accumulato muore nella zona del magnete di tagging.

La schermatura minimale dovrà quindi riguardare la costruzione di un tetto sopra queste due zone, pari a circa il 50% dell'anello.

L'attuale fase di studio del problema nel suo insieme (razionalizzazione delle schermature esistenti e loro potenziamento per le esigenze dei nuovi esperimenti jet target e Fenice) consente una prima indicazione di progetto per la copertura dell'anello con una soletta orizzontale in elementi prefabbricati componibili di calcestruzzo fibrorinforzato (di spessore 50 cm) a densità controllata, su struttura di sostegno in carpenteria metallica in grado di sopportare un carico doppio del necessario (vedi figure 13 e 14).

**Tabella V**

<b>COSTI SCHERMATURA ADONE</b>		
<b>(in ML)</b>		
<b>anno</b>	<b>1986</b>	<b>1987</b>
Materiali, trasporti e installazione	600	100
Spese tecniche e IVA	=	210
<b>Totale</b>	<b>600</b>	<b>310</b>

Qualora si ricorra a una copertura parziale dell'anello la spesa si ridurrebbe, con ragionevole approssimazione, in maniera proporzionale.

## 6b. Sala Esperienze

Fatta eccezione per le misure preliminari delle caratteristiche del fascio di fotoni marcati, misure che potranno essere effettuate con apparecchiature installate in Sala Adone, è necessario disporre di una sala sperimentale in grado di alloggiare apparati a grande angolo solido.

Viene pertanto richiesto il finanziamento delle spese di costruzione di un edificio immediatamente adiacente l'edificio Adone, di superficie pari a 150 mq ed altezza di 10 m (v. fig. 15).

I tempi tecnici di progettazione, concessione dei permessi e costruzione sono di circa 16 mesi, pur ricorrendo all'uso di materiali prefabbricati. Tenendo conto delle limitazioni di accesso imposte dall'ubicazione della sala in zona controllata è indispensabile provvedere all'avvio del progetto edilizio con la massima urgenza, in modo da poter sfruttare la fermata Adone prevista nella primavera-estate 1987.

**Tabella VI**

<b>COSTI SALA ESPERIENZE</b>		
<b>(in ML)</b>		
<b>anno</b>	<b>1986</b>	<b>1987</b>
Edilizia laboratorio (con IVA)	100	275
Urbanizzazione zona circostante	=	100
Attrezzature di sala (gru telescopica)	=	80
<b>Totale</b>	<b>100</b>	<b>455</b>

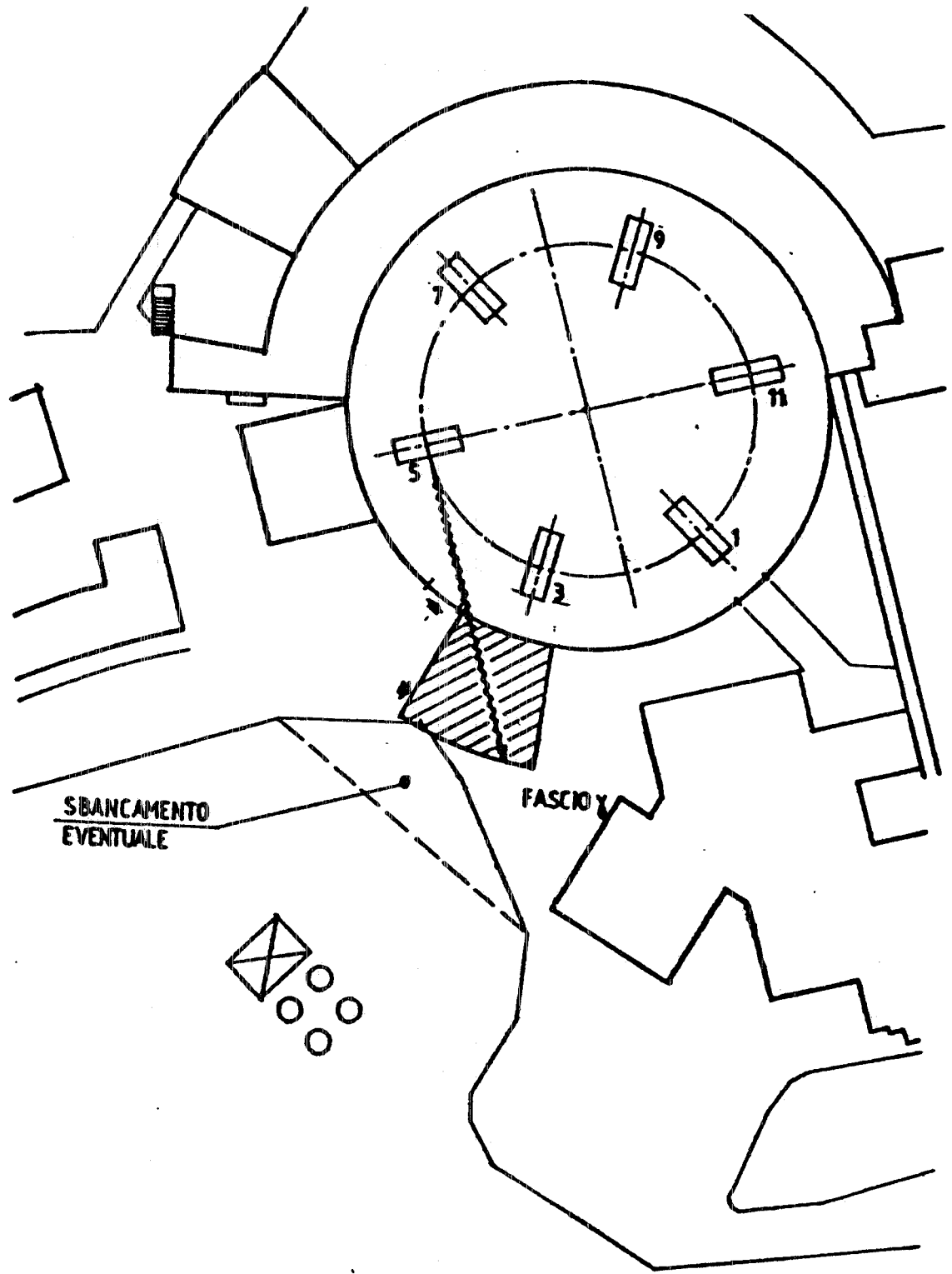


Fig. 15

## 7) Problematiche fisiche e programmi di ricerca.

### 7a. Problematiche fisiche(\*).

Le problematiche fisiche che si possono affrontare con un fascio di fotoni in questo range di energia sono quelle centrali della fisica nucleare ad energie intermedie, cioè la descrizione della struttura e della dinamica nucleare in termini di interazioni fondamentali e lo studio delle modifiche alle interazioni fotone-nucleone e elettrone-nucleone apportate dalla materia nucleare.

- I. Per l'interazione fotone-nucleo sono state da tempo formulate regole di somma che mettono in relazione tra di loro le sezioni d'urto integrate fino alla e al di sopra della soglia di fotoproduzione di mesoni (regole di somma di Gell Mann, Goldberger e Thirring).

---

(\*)

Hanno manifestato interesse per la sperimentazione con il fascio di fotoni marcati:

R. Bergère<sup>1</sup>, Ph. Bourgeois<sup>1</sup>, P. Carlos<sup>1</sup>, J. Fagot<sup>1</sup>, J-L. Fallou<sup>1</sup>, P. Garganne<sup>1</sup>, A. Lepretre<sup>1</sup>, A. de Miniac<sup>1</sup>, A. Veyssièrè<sup>1</sup>

per la misura della sezione d'urto di assorbimento totale mediante misure di fotofissione dell'Uranio

V. Bellini<sup>2</sup>, A.S. Figuera<sup>2</sup>, R. Fonte<sup>2</sup>, J. Julien<sup>1</sup>, A. Inzolia<sup>2</sup>, G.U. Russo<sup>2</sup>, M.L. Sperduto<sup>2</sup>

per l'esecuzione di esperimenti ( $\gamma, \pi^0$ )

P. Argan<sup>3</sup>, S. Frullani<sup>4</sup>, F. Garibaldi<sup>4</sup>, G. Urciuoli<sup>4</sup>

per la realizzazione di un rivelatore a grande angolo solido

1 CEN - Saclay

2 INFN - Laboratori Nazionali del Sud e INFN - Sezione di Catania

3 INFN - Sezione di Pavia

4 Istituto Superiore di Sanità e INFN - Sezione di Sanità



Tali regole, per ora studiate solo qualitativamente, prevedono un assorbimento di volume, quindi proporzionale ad  $A$ , diverso dal tipico andamento delle sezioni d'urto adroniche, dove l'interazione è essenzialmente limitata alla superficie del nucleo e quindi proporzionale ad  $A^{2/3}$ . Se si ammette tuttavia l'ipotesi della predominante interazione del fotone con i mesoni vettoriali, la possibilità di conversione di fotoni di energia superiore a circa 700 MeV ( $=m_p$ ) in adroni dovrebbe modificare la dipendenza della regola di somma dalla massa del nucleo in un andamento intermedio tra  $A$  e  $A^{2/3}$ .

La rassegna riportata in fig.16 delle misure esistenti, ancora frammentarie, sembra in effetti confermare un risultato di questo tipo<sup>(8)</sup>. Tuttavia la mancanza di dati aventi la precisione adeguata nella zona più significativa, ossia tra 500 MeV e 2 GeV, rende arduo distinguere un reale andamento relativo da inconsistenze e discrepanze nei valori delle sezioni d'urto integrate.

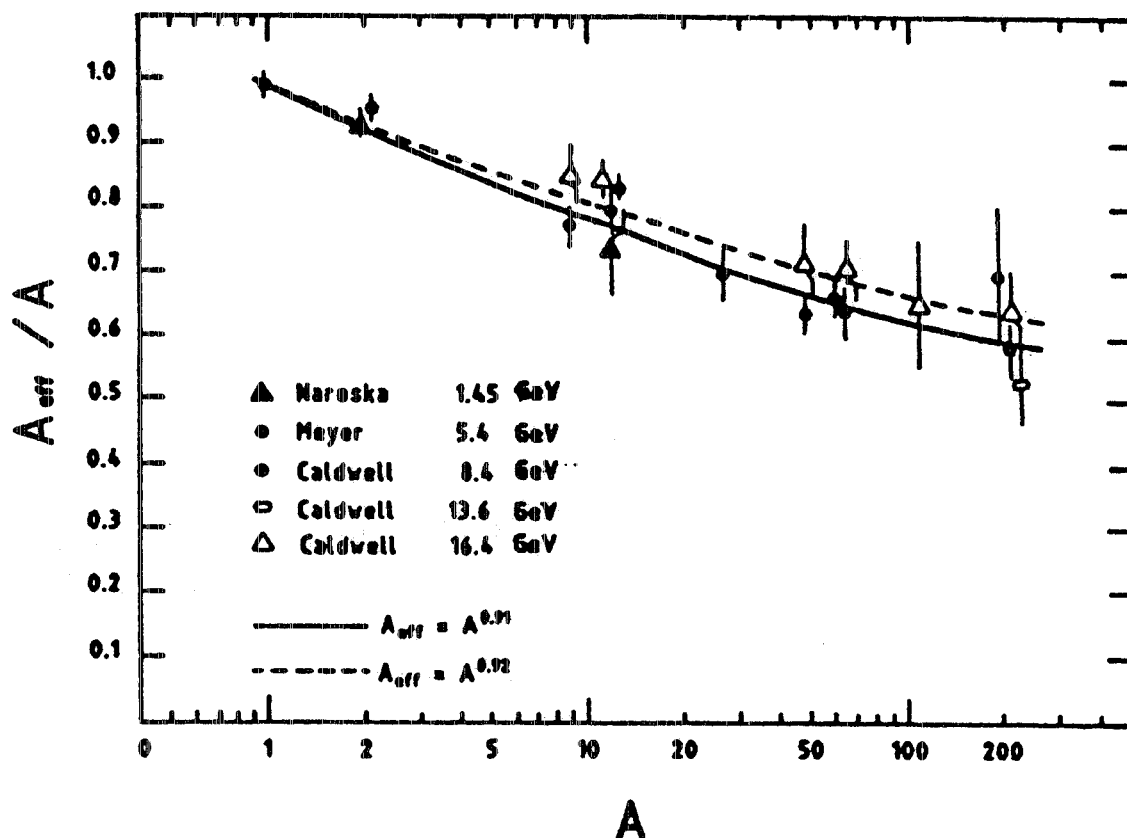


Fig. 16

Pertanto, per eliminare queste ambiguità occorre disporre di un maggior numero di dati di sezioni d'urto di assorbimento di fotoni tra 500 MeV e 2 GeV [che chiameremo *reazione di tipo (a)*].

II. L'assorbimento di fotoni da parte del nucleone è dominato nella zona tra 200 e 1500 MeV dall'eccitazione delle risonanze barioniche.

Le reazioni di fotoproduzione su nuclei possono quindi essere utilizzate per lo studio delle proprietà e in particolare della propagazione di queste eccitazioni in materia nucleare. In fig. 17 sono confrontati i valori delle sezioni d'urto di fotoassorbimento per nucleone  $\sigma_{\text{TT}}/A$  misurate su protoni, Be e una media di valori su vari nuclei<sup>(9,10)</sup>.

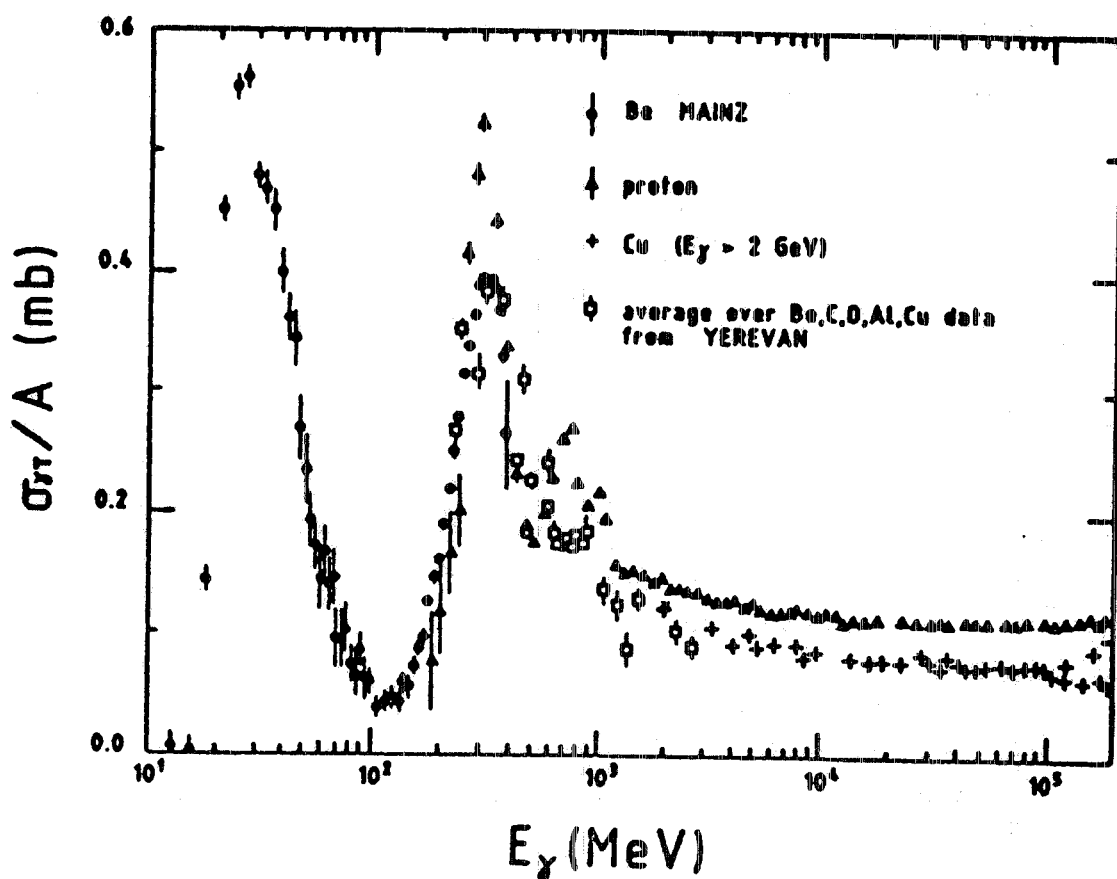


Fig. 17

Le differenze in valore assoluto e dipendenza energetica sono effetto della dinamica nucleare: in particolare la forte depressione nei nuclei delle risonanze a  $\sim 700$  MeV e  $\sim 1$  GeV sarebbe, se confermata, un chiaro indirizzo dell'influenza della materia nucleare sulle eccitazioni intrinseche dei nucleoni.

Gli esperimenti più opportuni per lo studio di questi effetti sono misure di sezione d'urto totale nei canali più direttamente accoppiati alle risonanze quali: fotoassorbimento totale [reazione (a)], scattering elastico ed inelastico di fotoni [reazione (b)], fotoproduzione di pioni carichi e neutri [reazione (c)].

Per quanto riguarda le *reazioni di tipo (a)*, le sezioni d'urto nell'intervallo di energie del fotone comprese tra 700 e 1500 MeV hanno valori elevati [dell'ordine di  $(0.1 - 0.4) \cdot A$  mb]. Pertanto già con un flusso di fotoni di  $\sim 10^3$   $\gamma$ /sec per canale di energia si ottengono velocità di conteggio di  $\approx 0.5$  sec $^{-1}$ . Misure di questo tipo non richiedono, quindi, nè flussi elevati, nè grossi apparati di rivelazione e sono fattibili con il fascio proposto. Occorre naturalmente essere in grado di estrarre con accuratezza dai conteggi il contributo nucleare da quello atomico.

Per quanto riguarda invece i processi  $(\gamma, \gamma)^{(11)}$  [*reazioni di tipo (b)*], le sezioni d'urto nei nuclei leggeri tra 400 MeV e 600 MeV hanno valori medi compresi tra  $10^{-1}$  e  $10^{-3}$   $\mu\text{b}/\text{sr}$ . Pertanto con un bersaglio di spessore  $t \leq 5$  g/cm $^2$  ed una intensità di fotoni  $N_\gamma(k) dk \leq 5 \cdot 10^7 dk/k$  sec $^{-1}$ , per avere una velocità di conteggio superiore a  $C = 10^{-3}$  eventi/sec per canale di tagging ( $dk/k \geq 10^{-2}$ ) si deve disporre di un rivelatore con efficienza di rivelazione  $\epsilon$  ed angolo solido  $\Omega$  il cui prodotto è

$$\epsilon \Omega = \frac{C}{\frac{d\sigma}{d\Omega} N_0 \frac{t}{A} N_\gamma} \geq \frac{A}{1.5} \quad (\approx 10 \text{ per } A=16) \quad (\text{sr})$$

dove  $N_0$  è il numero di Avogadro.

E' chiaro quindi che lo studio sistematico delle risonanze tramite misure di scattering di fotoni o di fotoproduzione richiede l'uso di rivelatori a grande

angolo solido ( $\approx 4\pi$ ).

Per quanto riguarda i processi  $(\gamma, \pi)^{(12)}$  [reazioni di tipo (c)] un'estrapolazione delle sezioni d'urto nell'intervallo di energie tra 400 e 600 MeV porta a valori dell'ordine di  $20 \mu\text{b}/\text{sr}$ . Il prodotto  $\epsilon\Omega$  scende quindi, per questo canale, al valore  $\approx 10^{-5}$  A sr. Esperimenti di questo tipo sono quindi effettuabili con spettrometri tradizionali.

- III. Lo studio dell'influenza del mezzo nucleare sull'eccitazione delle risonanze può essere effettuato a cinematica completa con esperimenti esclusivi che consentano l'identificazione dell'impulso iniziale  $p_0$  del nucleone legato sul quale è prodotta la risonanza. Un esempio è la fotoproduzione della  $\Delta$  nei nuclei leggeri  $\gamma + A \rightarrow p + \pi + (A - 1)$  con fotoni di energia  $\approx 300$  MeV.

Nell'ambito dell'approssimazione impulsiva, l'impulso  $p_0$  del neutrone prima dell'interazione è dato da  $p_0 = -p_R$ , dove  $p_R$  è l'impulso di rinculo del nucleo residuo. Se si effettua la misura delle quantità di moto  $p_p$  e  $p_\pi$  del protone e del pione in coincidenza,  $p_R$  viene ad essere determinato in modulo e direzione.

Misure preliminari effettuate a Saclay anni fa sull' $^4\text{He}$  hanno mostrato un rapido decremento della larghezza della risonanza al crescere dell'impulso iniziale  $p_0$  del neutrone legato (vedi fig. 18).

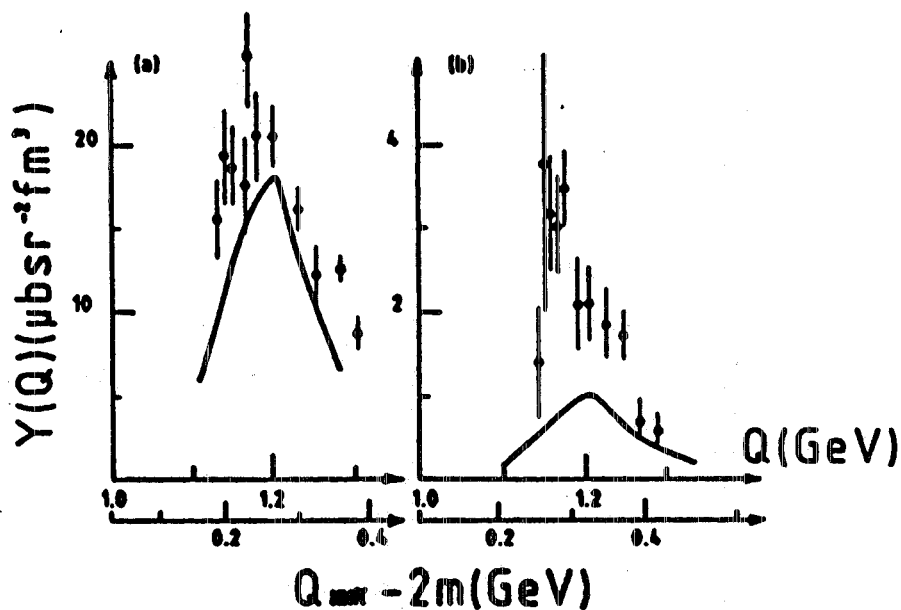


Fig. 18

Questo risultato, che potrebbe essere interpretato come un aumento di vita media dovuto alla propagazione dell'eccitazione tra nucleoni correlati, è tuttora scarsamente attendibile e richiede ulteriore verifica tramite l'esecuzione di esperimenti di coincidenza protone-pione ( $\gamma, \pi p$ ) [reazione ( $d$ )] con fotoni marcati e buon rapporto coincidenze vere/coincidenze casuali.

Poichè la sezione d'urto per produzione di pioni su neutroni in  $\text{He}^4$  è<sup>(13)</sup>:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\pi p_o^2 dp_o} \approx 2 \mu\text{b sr}^2 \text{fm}^3, \text{ a } p_o \approx 1 \text{ fm}^{-1} \text{ e } dp_o = 0.1 \text{ fm}^{-1},$$

se si utilizza un bersaglio di spessore  $1 \text{ g/cm}^2$  e un rivelatore con angolo solido  $\approx 4\pi$ , la velocità di conteggio corrispondente all'intervallo  $p_o \pm dp_o/2$  risulta dell'ordine  $C \geq 2 \cdot 10^{-3}$  eventi/sec per canale di tagging ( $dk/k \approx 10^{-2}$ ).

IV. La sperimentazione effettuata negli ultimi anni con fasci forniti da linac di prima e seconda generazione, ha notevolmente contribuito ad approfondire la conoscenza della matrice densità a un corpo nel nucleo (densità di carica e magnetizzazione, funzione d'onda di stati a singola particella e singolo buco ecc.). I forti limiti imposti agli esperimenti in coincidenza dai bassi duty-cycles disponibili hanno invece impedito lo studio della matrice densità a due corpi e quindi limitato lo studio delle correlazioni nucleone-nucleone a corto range.

Tali correlazioni producono effetti già rilevati nel comportamento degli osservabili a un solo corpo (quali le componenti ad alto impulso nella funzione d'onda dello stato fondamentale o la depressione nella densità di carica al centro dei nuclei), ma dovrebbero influenzare la dinamica nucleare in maniera sempre più determinante al crescere dell'impulso trasferito al nucleo. In particolare a distanze tra i nucleoni inferiori a  $0.4-0.5 \text{ fm}$  la conoscenza delle forze nucleari diviene più incerta e gli esperimenti di scattering nucleone-nucleone sembrano indicare addirittura un cambiamento di segno (nocciolo repulsivo). D'altra parte a queste stesse distanze i due nucleoni risultano notevolmente sovrapposti e non è chiaro se il sistema risultante possa ancora essere descritto come una coppia di unità interagenti

o come una unica "sacca" a sei quark con caratteristiche proprie (dibarione).

Lo studio del dibarione, inteso nel senso più generale di un sistema di due nucleoni strettamente correlati, costituisce per le vaste implicazioni il programma di ricerca più stimolante in questo range di energia e può essere isolato scegliendo condizioni cinematiche nelle quali una quantità di moto definita, non inferiore a 500 MeV, venga trasferita ad entrambi i nucleoni della coppia.

Possibili esperimenti per lo studio di queste problematiche sono forniti dallo studio delle reazioni ( $\gamma$ , NN) in nuclei leggeri [reazione (e)], tra cui la fotodisintegrazione in due corpi del deutone nel range  $400 \leq E_\gamma \leq 700$  MeV [reazione (f)], che costituisce il caso più semplice].

Per questo processo a  $E_\gamma = 500$  MeV e  $\theta_{cm} = 60^\circ$  si ha  $d\sigma/d\Omega = 1.5 \mu\text{b}/\text{sr}^{(14)}$  e quindi, per una velocità di conteggio  $C = 10^{-3}$  eventi/(canale-sec), occorre disporre di un rivelatore con  $\epsilon\Omega \geq 4 \cdot 10^{-3}$  sr con un bersaglio di  $1\text{g}/\text{cm}^2$  di  $D_2$  liquido. Pertanto un sistema di rivelazione convenzionale, con singoli rivelatori che coprano angoli solidi dell'ordine della decina di mrad, è sufficiente per questa misura.

Più in generale [reazione (e)], se indichiamo con  $C(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) = C_p(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)g(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)$  la funzione di correlazione tra due nucleoni in un nucleo, dove  $C_p$  è il termine di Pauli e  $g$  la funzione di correlazione dinamica, si può dimostrare che la sezione d'urto per la reazione  $A(\gamma, NN)A-2$  con rivelazione in coincidenza delle coppie di nucleoni emessi, è direttamente legata alla funzione di correlazione  $g(q)$ ,  $G(q)$  nello spazio degli impulsi<sup>(15)</sup>.

Per energie di fotone  $200 \leq k \leq 600$  MeV si esplora la trasformata  $G(q)$  nell'intervallo  $1\text{fm}^{-1} \leq q \leq 2.5\text{fm}^{-1}$  fisicamente più interessante ( $q \geq q_F$ ). La relazione è più semplice nel caso della reazione ( $\gamma, pp$ ) a causa dell'annullamento dell'interazione del fotone incidente con le correnti isovettoriali mesoniche di scambio. In questo canale, però, la sezione d'urto risulta circa un ordine di grandezza più bassa. Poichè la relazione precedente è stata ottenuta in approssimazione di Born, l'effetto delle interazioni nello stato finale, ivi incluso il rescattering dei nucleoni uscenti, può distorcere o addirittura mascherare completamente ogni informazione sullo stato iniziale: un esperimento di questo tipo deve essere effettuato in

condizioni cinematiche ben definite e precisamente:

- energia cinetica di ciascun nucleone rivelato  $\geq 100$  MeV per ridurre le distorsioni nell'interazione col potenziale ottico del nucleo;
- misura dell'energia del fotone, del neutrone e del protone con risoluzioni sufficientemente elevate da escludere ulteriore disintegrazione del nucleo residuo;
- misura dell'impulso  $\mathbf{p}$  di ciascun nucleone uscente per identificare il momento  $\mathbf{q}$  con sufficiente accuratezza.

La sezione d'urto della reazione  $(\gamma, pp)$  in  $^{12}\text{C}$  misurata recentemente<sup>(16)</sup> vale  $d\sigma/(d\Omega_p d\Omega_n dE_p) \approx 5 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2/\text{sr}^2 \text{ MeV}$ . Se si assumono due rivelatori identici e risoluzione  $\Delta E_p \approx 3 \cdot 10^{-2} E_p \approx 3 \cdot 10^{-2} k/2$ , un bersaglio di spessore non inferiore a  $t = 1 \text{ g/cm}^2$  e una larghezza di canali di tagging  $\Delta k/k \approx \Delta E_p/E_p$ , un conteggio minimo dell'ordine di  $10^{-3}$  coincidenze/(canale·sec) richiede  $(\epsilon_p \Delta \Omega_p \geq \sqrt{18}/k \text{ sr})$  pari, per  $k = 600 \text{ MeV}$ , a circa 170 msr per ciascun ramo. Tuttavia, l'esigenza di misure simultanee su un vasto range di valori di energie del fotone della trasformata  $g(\mathbf{q})$  della funzione di correlazione, consiglia l'uso anche in questo caso di un rivelatore a grande angolo solido. Il valore precedente va quindi inteso come limite alla risoluzione angolare ottenibile nella misura della direzione del vettore  $\mathbf{q}$ .

Questi argomenti non escludono tuttavia misure preliminari, limitate a un piu' ristretto range di momenti utilizzando rivelatori a piccolo angolo solido. Per il canale a "quasi deutone"  $(\gamma, np)$  la sezione d'urto risulta circa 10 volte maggiore, ma l'esigenza di spettrometria neutronica a tempi di volo con risoluzione dell'ordine di quella ottenuta nel ramo protone riduce il prodotto  $\epsilon \Omega$  a valori al meglio confrontabili con la  $(\gamma, pp)$ .

## 7b. Programma di ricerca.

Sulla base delle analisi precedenti il programma di ricerca sul nuovo fascio verrà articolato in due fasi successive.

- 1) Una fase preliminare che comprende un primo gruppo di esperimenti da realizzare non appena disponibile il fascio con apparati e rivelatori di tipo

più convenzionale e precisamente:

- spettrometri di protoni per *reazioni (e), (f)*, posti ad angoli diversi, ciascuno con angolo solido dell'ordine di 0.1 sr e risoluzione qualche percento; si tratterebbe di una versione dei telescopi di scintillatori già in uso da parte della collaborazione Genova-Frascati sul fascio di fotoni del LEALE, opportunamente modificata per coprire un range energetico più vasto ( $E_p \leq 400$  MeV). Con questa strumentazione sarà possibile uno studio completo della fotodisintegrazione a due corpi del deuterio fino a circa 600 MeV e una esplorazione preliminare delle sezioni d'urto ( $\gamma, pp$ ) nei nuclei leggeri nel medesimo range di energia;
- spettrometro per fotoni fino a 1.5 GeV con risoluzione dell'ordine del percento ed elevata efficienza, del tipo di quello BGO- NAI descritto nel terzo paragrafo della presente proposta. Con questo strumento, usato in coincidenza con i rivelatori di tagging sarà possibile misurare la sezione d'urto di assorbimento totale [*reazione (a)*] tra 300 MeV e 1500 MeV nei nuclei a basso Z (dove la correzione atomica è ancora effettuabile con sufficiente accuratezza) effettuando misure dello spettro del fascio alternativamente con e senza bersaglio assorbitore;
- camera a fissione (proposta dal gruppo di Saclay di R. Bergère). Nei nuclei pesanti la fotofissione costituisce il canale di assorbimento più rilevante. Lo studio della sezione d'urto di fotofissione fino a 1500 MeV con camera a fissione (Parallel Plate Avalanche Detector), strumento molto selettivo, ad elevata efficienza e basso fondo elettromagnetico, permette di estendere le misure di assorbimento anche nei nuclei ad alto numero atomico. La camera a fissione è già stata usata con successo dal gruppo proponente per misure dello stesso tipo ad energie più basse e flussi di  $10^4$ - $10^5$   $\gamma$ /sec ;
- spettrometro per  $\pi^0$  con angolo solido dell'ordine del mrad e accettabile risoluzione (10-20%). Strumenti di questo tipo sono già stati finanziati dall'INFN presso diverse Sezioni italiane. In particolare il gruppo di Catania ha recentemente manifestato interesse ad utilizzare uno spettrometro  $\pi^0$ , composto da rivelatori di vetro al Pb e tubi a streamer sul fascio di fotoni della jet-target.



- 2) Una fase successiva, che comporterà l'installazione di un rivelatore di particelle cariche e fotoni a grande angolo solido (di tipo crystal-ball).

Uno strumento di questo tipo potrà rendere il fascio realmente competitivo nello studio dei canali esclusivi [reazioni (b), (c), (d), (f)] di maggior interesse fisico. Il pieno sfruttamento delle prestazioni di un rivelatore a grande angolo solido negli esperimenti in coincidenza doppia o multipla richiede tuttavia la massima intensità ottenibile e quindi la nuova cavità r.f. a 350 MHz.

Questa considerazione, unita alla notevole complessità della strumentazione associata e ai costi elevati, rende improbabile la messa in opera del rivelatore prima del 1989.

Una volta montato ed utilizzato sui fasci disponibili a Frascati, un apparato di questo tipo potrebbe, se progettato con prestazioni estendibili nel range energetico fino a 3-4 GeV, costituire una valida strumentazione anche per i nuovi fasci di fotoni ed elettroni ad elevato duty-cycle previsti a Bonn (2.5 GeV), Mainz (0.8 GeV) e CEBAF (4 GeV).

### 8) Quadro riassuntivo delle spese

Nella Tabella VII viene presentato il quadro generale dei costi del progetto jet target per quanto concerne la preparazione di un fascio di fotoni marcati (somma delle Tabelle I - VI). Nella suddetta Tabella non sono inclusi i costi degli apparati per gli esperimenti di cui si è accennato al Cap. 7.

**Tabella VII**

<b>COSTO GLOBALE PRODUZIONE FASCIO FOTONI MARCATI (in ML)</b>					
anno	1985	1986	1987	1988	Totale
Jet target	720	162	130	=	1012
Monitor di fascio	=	150	350	=	500
Sistema di tagging	318	360	430	=	1108
Cavità RF 350 MHz	=	400	850	250	1500
Schermature ADONE	=	600	310	=	910
Sala esperienze	=	100	455	=	555
<b>Totale generale</b>	<b>1038</b>	<b>1772</b>	<b>2525</b>	<b>250</b>	<b>5585</b>

BIBLIOGRAFIA

- 1) M. Macrì, Gas Internal Targets, Proc. CERN Accelerator School, CERN 84/15 (1984).
- 2) O.F. Hagena, W. Obert, J. Chem. Phys. 56 (1972) 1973.
- 3) W. Obert, in Intern. Symposium on Rarefield Gas Dynamics, (Cannes 1978) p. 1181.
- 4) R.J. Griffiths et al, Nucl. Instr. & Meth. 40 (1966) 181.
- 5) F. Tazzioli, Memorandum ADONE T-121 (1985).
- 6) R. Boni, Memorandum ADONE RF-57 (1985).
- 7) R. Boni, Memorandum ADONE RF-43 (1981).
- 8) W. Weise, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 773.
- 9) E.A. Arakelyan et al., Sov. J. Nucl. Phys. 38 (1983) 589.
- 10) R. Bergère; Perspectives in Nuclear Physics at Int. Energies, ed. by S. Boffi, C. Ciofi and M. Giannini, Trieste 1985, pag. 153.
- 11) S. Koch, Perspectives in Nuclear Physics at Int. Energies, ed. by S. Boffi, C. Ciofi and M. Giannini, Trieste 1985, pag. 263.
- 12) M. Giannini e M. Sanzone, Proposta ALFA, Frascati Report LNF 77/46 (1977).
- 13) P.E. Argan et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1191.
- 14) K. Baba et al., Phys. Rev. C28 (286) 1983; J. Ahrends et al., Bonn Report, BONN-HE-83-1 (1983).
- 15) G. Ricco, Proposta ALFA, Frascati Report LNF 77/46 (1977).
- 16) S. Honima et al., INS-Rep.-984 (1983).