

**CONVEGNO SULLA CONVERSIONE  
DEL SINCROTRONE DI FRASCATI  
AD ACCELERATORE DI IONI**

**FRASCATI, 16 - 17 Maggio 1974**

A cura del  
Servizio Documentazione dei  
Laboratori Nazionali di Frascati  
Luglio 1974

LABORATORI NAZIONALI DI FRASCATI  
LNF- 74/49(R)

SULLA CONVERSIONE DEL SINCROTRONE DI FRASCATI  
AD ACCELERATORE DI IONI :

RELAZIONI PRESENTATE AL CONVEGNO TENUTO  
NEI LABORATORI NAZIONALI DI FRASCATI  
IL 16 E 17 MAGGIO 1974.

A cura del  
Servizio Documentazione dei  
Laboratori Nazionali di Frascati  
Luglio 1974

I N D I C E

Nota introduttiva del Direttore dei Laboratori Nazionali di Frascati	pag. 1
Il sincrotrone di Frascati come acceleratore di ioni: Modifiche strutturali e programmi. Possibili ulteriori sviluppi del progetto. G. Brautti, G. Maggipinto, T. Letardi e A. Reale	3
Proposta per un programma finalizzato di ricerca scientifica nel campo della fisica sanitaria. M.I. Montesanti e P. Caldirola	21
Astrophysical interest of a 10-150 MeV/n heavy nuclei accelerator. J. P. Meyer	25
Possibilità di accelerare ioni pesanti con il sincrotrone SC2 del CERN e relative prospettive di ricerca. T. Bressani	27
Programmi di fisica nucleare con fasci di ioni pesanti. Proposta di un acceleratore Tandem presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. R. A. Ricci	37
Un futuro per il ciclotrone di Milano. G. Tagliaferri	49
Saturne et les projets francais d'accelerateur pour la physique nucleaire. B. Thevenet	59
L'UNILAC di Darmstadt <sup>(x)</sup> R. Bock	

---

(x) - Relazione non pervenuta; sarà stampata come rapporto "LNF".

NOTA INTRODUTTIVA DEL DIRETTORE DEI LABORATORI NAZIONALI DI FRASCATI IN APERTURA DEL CONVEGNO SULLA CONVERSIONE DELL'ELETTROSINCROTRONE AD ACCELERATORE DI IONI.

La possibilità di convertire l'elettrosincrotrone di Frascati a macchina acceleratrice di ioni pesanti è stata discussa in passato in varie sedi. Peraltro in questa discussione, mentre è apparso chiaro che il progetto poteva rivestire un alto grado di interesse scientifico, non si è potuto raggiungere nessun punto fermo sulla sua fattibilità tecnica e sul concreto interesse esistente nei suoi riguardi sia all'interno che all'esterno dei Laboratori. Il presente Convegno è stato organizzato per colmare questa lacuna. Noi dovremo lavorare senza apriorismi, con la massima freddezza e il massimo rigore scientifico e tecnico. Dovremo arrivare ad ottenere elementi sicuri che ci permettano di valutare la convenienza di questa realizzazione.

I punti che dovremo chiarire in dettaglio sono molteplici e primo fra questi è l'interesse scientifico della proposta. Alla domanda "che cosa impareremo dall'uso di fasci di ioni come quelli che si otterrebbero dal sincrotrone?" dovrà darsi in questo Convegno una risposta chiara ed esauriente.

Un secondo punto da chiarire è la ampiezza di concreti consensi che sarebbe possibile ottenere su tale progetto. Bisognerà cioè valutare l'interesse che esso riscuoterebbe presso i vari Centri di ricerca italiani, il quale possa concretizzarsi in un impegno a collaborare alla realizzazione della macchina, nella prospettiva di utilizzarla attivamente quando essa fosse stata costruita.

Un terzo punto, di estrema importanza, è la "fattibilità pratica" del progetto. Bisognerà valutare la ragionevolezza dei previsti costi ed impegno di uomini in rapporto alle forze a disposizione, e la ragionevolezza dei previsti tempi di realizzazione in rapporto alla competizione internazionale del campo.

Sembra chiaro che fasci di ioni avranno un ruolo sempre più importante sia per ricerche conoscitive in fisica nucleare e in astrofisica, che per ricerche di tipo applicativo in campo biomedico. Ciò è provato dal grande numero di acceleratori di ogni tipo ed energia, in progetto o in fase di realizzazione in Laboratori europei (Saclay, Darmstadt) e americani (Berkeley, Oak Ridge). Come potrebbe il nuovo sincrotrone fronteggiare la competizione internazionale? Esiste una zona di energia per nucleone in cui esso non avrebbe concorrenza nel mondo fino al 1980; quando funzionerà il progetto nazionale francese GANIL. Sarà decisivo capire se per questa data potremmo avere completato, come sembra a priori del tutto possibile, un programma sperimentale di vasto rilievo scientifico.

E' evidente quanto sia importante per questi Laboratori conoscere l'opinione e ricevere contributi critici dai fisici esterni partecipanti a questo Convegno. Noi guardiamo in questo contesto con particolare attenzione ai fisici nucleari impegnati in ricerche alle energie intermedie, i quali sono attualmente costretti a recarsi presso Laboratori stranieri.

Nell'augurare buon lavoro a tutti, desidero ringraziare la Dott. M. Ghigo, il Sig. N. De Martinis e il Sig. S. Stipcich per l'intelligente ed entusiastico contributo organizzativo che è stato determinante alla buona riuscita del Convegno. Al Prof. A. Reale va il riconoscimento più pieno per il contributo di idee, di attività, di effettiva direzione nella organizzazione del Convegno.

## IL SINCROTRONE DI FRASCATI COME ACCELERATORE DI IONI; MODIFICHE STRUTTURALI E PROGRAMMI. POSSIBILI ULTERIORI SVILUPPI DEL PROGETTO. -

G. Brautti e G. Maggipinto

Istituto di Fisica dell'Università, Bari e INFN, Sezione di Bari.

T. Letardi e A. Reale

Laboratori Nazionali del CNEN, Frascati.

### 1. - INTRODUZIONE. -

Durante il Convegno Scientifico dell'INFN, tenuto a Frascati nel Novembre 1972, fu proposto da G. Brautti<sup>(1)</sup> lo studio della conversione dell'elettrosincrotrone da 1,1 GeV di Frascati ad acceleratore di ioni. Quella proposta rifletteva l'interesse che in questi ultimi anni è venuto creandosi sull'uso dei fasci di ioni. L'importanza di queste ricerche risiede nella estensione che esse permettono delle nostre conoscenze della struttura dei nuclei e nel riflesso che esse hanno in molti altri campi della fisica pura ed applicata (vedi Tabella I).<sup>(1)</sup>

Naturalmente il tipo di informazioni scientifiche in fisica nucleare ottenibili con fasci di ioni e le loro possibilità di applicazione in altri campi dipendono dalla natura e dall'energia degli ioni usati come proiettili (nonchè da quella del bersaglio). E' questa la ragione per cui anche recentemente c'è stata nel mondo tutta una serie di proposte di acceleratori di ioni capaci di produrre fasci più o meno intensi e di vario tipo ed energia (vedi Tabella II e Fig. 1).

Le ricerche di fisica nucleare in Italia vengono compiute (o programmate) prevalentemente mediante Van de Graaf, Tandem e ciclotroni, che in generale lavorano a energie minori di (10-20) MeV/nucleone. In questo campo di energie tali macchine sono insostituibili per la loro elevata risoluzione in energia, stabilità ed alto duty-cycle (per i ciclotroni lo spread del fascio  $\sim 3\%$  può essere ridotto ulteriormente, mediante analisi magnetica a valori di  $\Delta E/E \simeq 0,3\%$  con intensità tipiche, fino a decine di  $\mu A$ ).

La regione delle centinaia o addirittura delle migliaia di MeV/nucleone è tipica dei sincrotroni come il Saturne, il bevatrone (vedi Tabella III).

Dove si collocherebbe il sincrotrone di Frascati come acceleratore di ioni?

Esaminiamo qui, in questa nota, le caratteristiche dei fasci ottenibili dal sincrotrone e le modifiche da apportargli per realizzare tale fascio.

### 2. - CARATTERISTICHE GENERALI DEL SINCROTRONE COME ACCELERATORE DI IONI. -

Nel sincrotrone l'energia per nucleone,  $\epsilon_f$ , è espressa da:

$$\epsilon_f \equiv E_{\text{ione}}/A = \left\{ q^2 R^2 B^2 \left( \frac{\bar{Z}}{A} \right)^2 + m \right\}^{1/2} - m \quad (1)$$

dove R è il raggio di curvatura magnetica, B l'induzione magnetica,  $\bar{Z}/A$  la carica specifica dello

TABELLA I - Ricerche possibili con fasci di ioni.

FISICA NUCLEARE	
<ul style="list-style-type: none"> <li>- meccanismi di collisione tra nuclei</li> <li>- "transfer reactions"</li> <li>- esistenza di "cluster"</li> <li>- stati di momento angolare elevato</li> <li>- frammentazione dei nuclei</li> <li>- sezioni d'urto totali</li> <li>- frammenti energetici nel bombardamento con ioni pesanti</li> <li>- sezioni d'urto di fissione</li> <li>- produzione di nuclei superpesanti</li> <li>- processi di produzione di <math>\pi</math>, <math>\eta</math>, <math>\eta'</math>, ...</li> </ul>	
ASTROFISICA	
<ul style="list-style-type: none"> <li>- presenza di ioni pesanti, nei raggi cosmici, di origine galattica o solare: studio dei meccanismi di propagazione e degradazione</li> <li>- nucleosintesi per "spallation"</li> <li>- cosmocronologia</li> <li>- riscaldamento della materia nucleare a temperatura e densità d'interesse per la cosmologia. Onde d'urto</li> </ul>	
GENETICA MOLECOLARE, RADIOBIOLOGIA	
<ul style="list-style-type: none"> <li>- studio dei processi di differenziazione e sviluppo delle cellule</li> <li>- ioni pesanti come</li> <li>- alto linear energy transfer (LET) e studio dei suoi effetti sui tessuti</li> </ul>	
RADIOTERAPIA	
<ul style="list-style-type: none"> <li>- ricerche sui tumori (ad es. comportamento delle "anoxic tumor cells" in funzione del tipo di ioni)</li> <li>- terapia dei tumori profondi</li> </ul>	
FISICA DELLO STATO SOLIDO	
<ul style="list-style-type: none"> <li>- simulazione dei danni da reattore</li> <li>- "ion implantation"</li> <li>- ricerca fondamentale nella fisica dello stato solido</li> </ul>	

TABELLA II

Tipo di macchina	Luogo	MeV/nucleone	Nuclei	Status
Linac supercond.	Argonne, Karlsr.	10	→ U	proposto
Hylac	Los Alamos		→ U	proposto
Superhylac	Berkeley		→ U	OK
Unilac	Darmstadt	30 - 8	→ U	1975
Bevatrone	Berkeley	2500 - 250	→ Ne	OK
Bevalac	Berkeley	2500 - 250	→ A	1974
Saturne	Saclay			
Ganil	Saclay			proposto
Alice (Cicl.)	Orsay	5	→ Kr	OK
Ciclotrone	Dubna	7	→ Xe	OK
Ciclotrone	Oak Ridge	10		proposto
Ciclotrone	Italia			
Tandem	Stati Uniti	(6 - 10) MV		
Tandem	Francia			
Tandem	Olanda			
Tandem	Germania			
Tandem	Inghilterra	50 MV		in costruzione
Tandem	Romania	7.5 MV		OK
Tandem	Italia			
Pelletron	Israele	14 MV		OK
Pelletron	Australia	14 MV		OK
Pelletron	Brasile	22 MeV (p)		OK

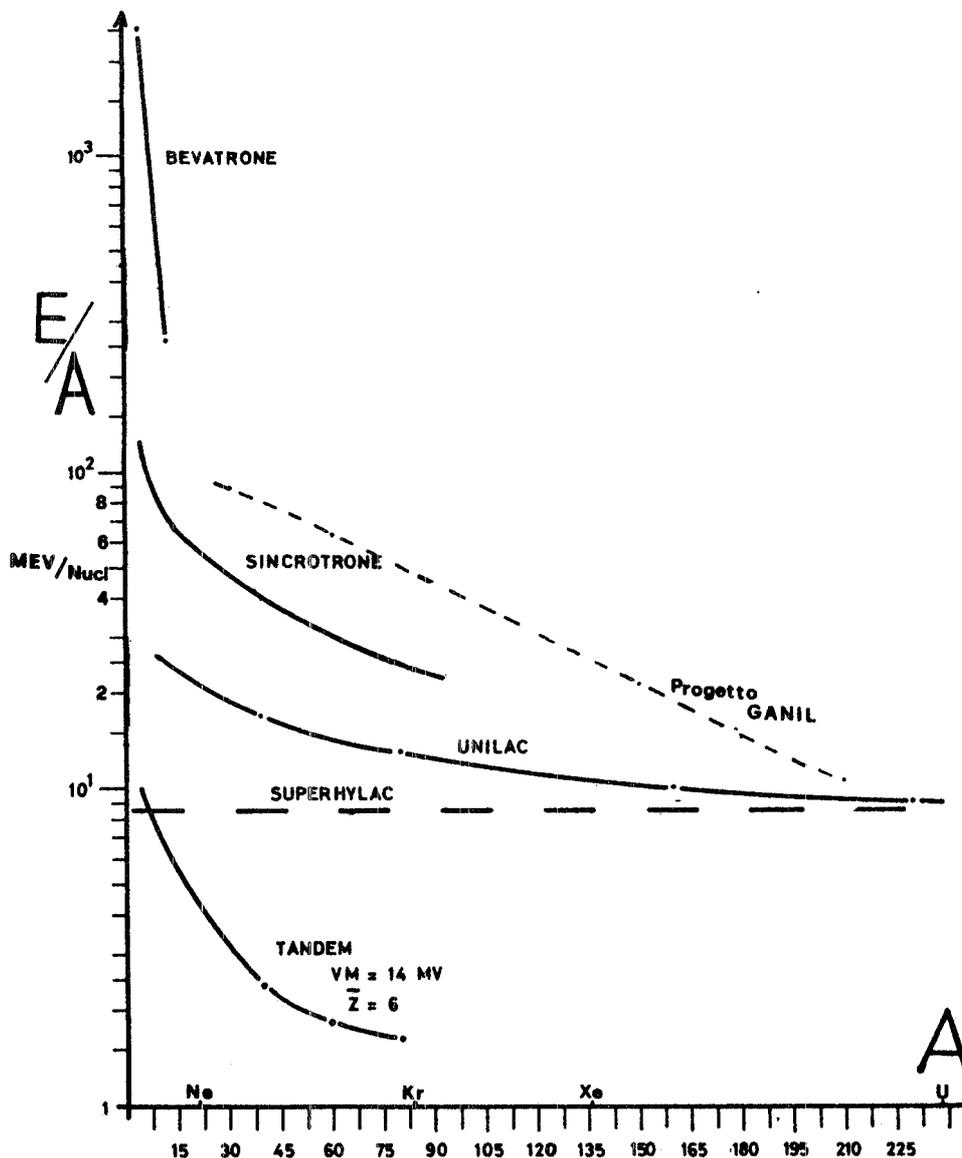


FIG. 1 - Energia per nucleone vs peso atomico ottenibile con i principali tipi di macchine per ioni.

TABELLA III - Caratteristiche delle macchine acceleratrici per ioni.

	Tandem	Linac	Ciclotroni e sincrotroni
$\epsilon$	$\leq$ qualche decina di MeV/n	decine di MeV/n	decine, cent. o migliaia di MeV/n
$z$	any	$\sim$ any	limitato
I	$\mu$ A o frazioni	(10 - 100) $\mu$ A Es: 1 $\mu$ A di U	$10^7$ ppp ( $N^{14}$ ) $10^5$ ppp ( $Ne^{20}$ )
d.c.	1	(25 - 100) %	(10 - 20) %
$\Delta p/p$	$< 10^{-4}$	(0,3 - 1) %	(0,1 - 0,5) %

ione,  $m$  la massa di un nucleone.

Nel caso non relativistico, che è quello che ci interessa, la (1) si riduce a :

$$\epsilon_f \approx \frac{1}{2} \frac{q^2 B^2 R^2}{m} \left(\frac{\bar{Z}}{A}\right)^2. \quad (2)$$

Al campo più elevato del sincro  $B_{\max}$  ( $\Rightarrow$  1000 MeV/c per elettroni) :

$$\epsilon_f \approx 520 \left(\frac{\bar{Z}}{A}\right)^2 \quad (\text{MeV/nucleone}). \quad (3)$$

Poichè, al massimo,  $\left(\frac{\bar{Z}}{A}\right) = 1/2$  (ad eccezione dell'H, He<sup>3</sup>) :

$$\epsilon_f \leq 130 \quad (\text{MeV/nucleone}).$$

Come si vede dalla (3), il rapporto  $(\bar{Z}/A)$  determina l'energia finale  $\epsilon_f$  ottenibile. Come vedremo subito però, dal valore di  $\bar{Z}/A$  dipende (come c'è da aspettarsi) anche di quale vuoto si ha bisogno durante il ciclo di accelerazione per avere una buona trasmissione.

Le sorgenti attuali (Penning a catodo freddo o caldo, duoplasmatron, ...) forniscono prevalentemente ioni con  $(\bar{Z}/A) < 1/2$ . Per aumentare lo stato di ionizzazione  $\bar{Z}$ , gli ioni prodotti dalla sorgente a basso  $\bar{Z}/A$  vengono di solito preaccelerati e ulteriormente ionizzati su targhette solide o gassose secondo uno schema del tipo della Fig. 2. (dove L sta per Linac, Van de Graaf o altro acceleratore).

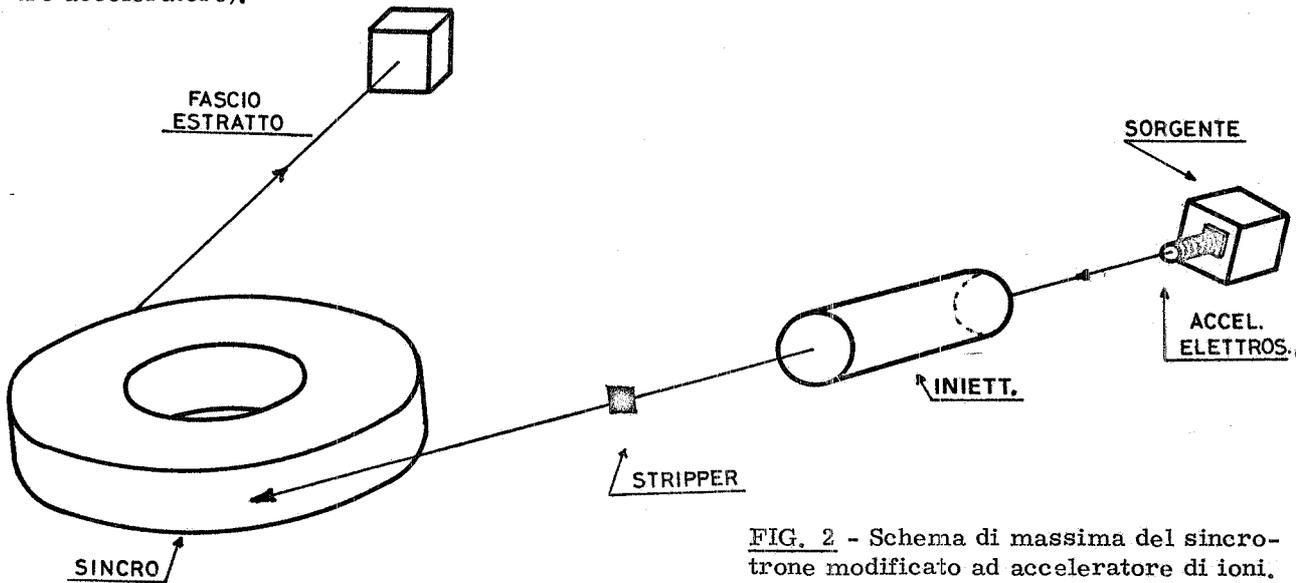


FIG. 2 - Schema di massima del sincrotrone modificato ad acceleratore di ioni.

Si trova che lo  $\bar{Z}$  ottenibile (lo stato di ionizzazione più probabile) è tanto più prossimo a  $Z$  quanto maggiore è l'energia per nucleone dello ione sullo stripper.

L'energia di iniezione inoltre pone dei vincoli importanti sulla RF del sincrotrone. Se, ad esempio, si riporta in tabella il rapporto  $v_f/v_i$  (per una fissata energia finale di 130 MeV/n) per varie energie di iniezione si hanno i seguenti valori :

TABELLA IV

$E_i$ (MeV/n)	0.5	1	1.5	2	4	8
$v_f/v_i$	14.4	10.2	8.31	7.20	5.10	3.60

Come si vede dalla Tabella IV un'alta energia di iniezione converrebbe non solo per realizzare, come dicevamo, alti  $\bar{Z}/A$  stripper, ma anche per ridurre l'escursione della RF.

La difficoltà di realizzazione di una RF con una escursione  $v_f/v_i > (8 - 10)$  e ingombro fissato dalle dimensioni delle sezioni diritte del sincro, suggeriscono fortemente di iniettare a una energia/nuclei non inferiori a  $(1 - 2)$  MeV/n.

Sarebbe certo preferibile poter iniettare a energie  $> (1 - 2)$  MeV/n (perchè anche la realizzazione della RF ne risulterebbe semplificata) ma allora il costo e le dimensioni dell'iniettore diverrebbero proibitivi. Ne segue che, all'energia di iniezione di  $\sim 1 - 2$  MeV/n sullo stripper,  $\bar{Z}/Z$  non sarà più 1, se non per il deuterio e l'elio. Ma a un'energia di  $\sim (1.5)$  MeV/n quali  $\bar{Z}/A$  si ottengono ragionevolmente?

Per avere un'idea dell'ordine di grandezza degli  $\bar{Z}/A$  ottenibili alle varie energie partiamo da dati sperimentali: per l'argon  $^{40}_{18}\text{A}$  ha (determinazione fatta con Alice)<sup>(2)</sup>:

$$\bar{Z}/A \approx 1/2 \quad \text{per } \varepsilon \approx 6 \text{ MeV/nucleone.} \quad (4)$$

E' ben noto inoltre che  $\bar{Z}/Z$  è rappresentabile secondo una relazione semi-empirica del tipo:

$$\bar{Z}/Z \approx f\left(\frac{v_{\text{ione}}}{\sqrt{Z}}\right). \quad (5)$$

Ne segue che, approssimativamente, per  $\varepsilon \approx 1.5$  MeV/n,  $\bar{Z}/Z \approx 1$  solo per .. l'elio! Per  $Z$  maggiori dell'elio, a questa energia di iniezione lo stato di ionizzazione, ottenibile, sarà  $\bar{Z} < Z$ .

Nel caso  $Z \geq 10$  la formula empirica già riportata può esplicitarsi così (v. Fig. 3):

$$\bar{Z} \approx c \sqrt{2Z} \sqrt{\varepsilon}$$

(formula valida per  $0.1 < (\bar{Z}/A) < 0.4$ ), dove  $c \approx 2$  (1.7 - 2.1) per targhette gassose e  $c \approx 3$  (2.8 - 3.5) per targhette solide<sup>(4)</sup>.

All'energia di stripping di  $\sim 0.4$  MeV/n:

$$(\bar{Z}/A) \approx \frac{(1.3 - 1.9)}{\sqrt{A}}. \quad (6)$$

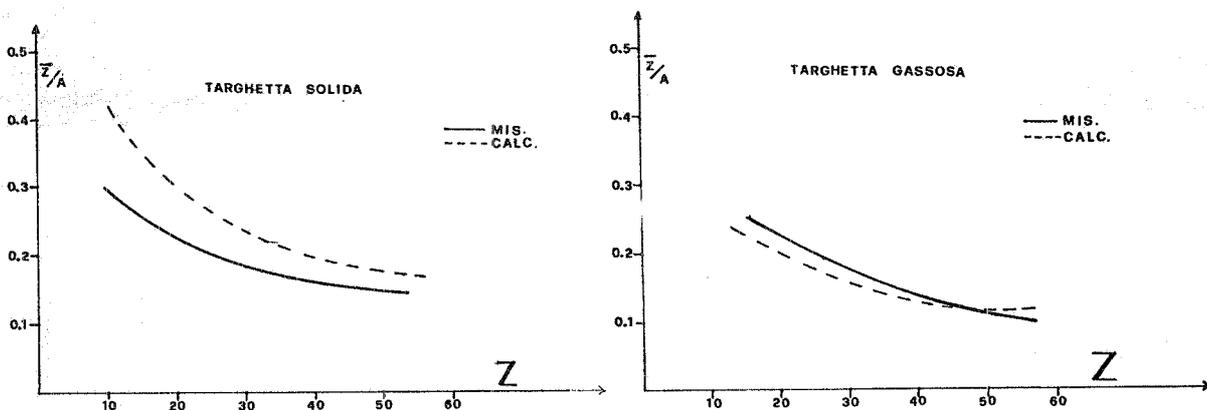


FIG. 3 - Carica specifica media, in funzione del numero atomico  $Z$ , ottenibile all'energia di "stripping" di  $0.4$  MeV/n, su targhetta solida o gassosa<sup>(4)</sup>.

Nel caso del sincrotrone per lavorare a energie finali per nucleoni maggiori di 20 MeV/n si richiede  $(\bar{Z}/A) \geq 0.2$  dalla formula (4). Tenendo presente la (5), dal limite  $(\bar{Z}/A) \geq 0.2$  segue che A non può superare il valore 100, cioè:

$$A \leq 100.$$

E' da ricordare inoltre, per i non specialisti, che l'efficienza di stripping, cioè l'intensità relativa dello stato di carica più probabile è data da<sup>(4)</sup>:

$$r \approx 1.48/\sqrt{Z}.$$

### 3. - L'INIETTORE, -

Discutiamo ora quale tipo di iniettore sia più conveniente. Abbiamo considerato un Van de Graaf di energia media, 3 MV (di cui abbiamo chiesto offerta dettagliata), e un linac da farsi "in casa".

#### 3.1. - Van de Graaf da 3 MV.

Per una soluzione di questo tipo si è considerata l'utilizzazione di un Van de Graaf, corredato di due tipi di sorgente. La prima, di tipo "duoplasmatron" è per deuterio ed elio, la seconda specificamente progettata per ioni pesanti. La sorgente per ioni pesanti offerta dalla HVEC ha una uscita in corrente troppo bassa ( $\sim 1 \mu A$ ) per poter essere utilizzata. L'alternativa consisteva nell'adattamento di una sorgente Penning, in modo analogo a quanto fatto nel PPA. Tale adattamento nel PPA non ha dato buoni risultati:

- a) a causa dei vincoli che la limitata potenza e spazio a disposizione sul terminale pone sulle caratteristiche costruttive della Penning;
- b) inoltre le Penning hanno bisogno di frequenti sostituzioni;
- c) l'energia/nucleone all'uscita del Van de Graaf dipende dalla specie ionica, ecc.;
- d)  $\bar{Z}/A$  diminuisce rapidamente con A; per esempio sarebbe già inaccettabile per  $A \approx 40$ .

Queste considerazioni ci hanno indotto a scartare la soluzione Penning + Van de Graaf.

#### 3.2. - Linac.

Abbiamo studiato un linac con le seguenti prestazioni: una struttura capace di fornire ioni con:

$$\bar{Z}/A > 0.2, \quad \epsilon = 1.5 \text{ MeV/nucleone},$$

partendo da ioni con:

$$\bar{Z}/A \geq 0.1,$$

quali quelli che possono fornire le Penning e con energia iniziale maggiore di

$$\epsilon_i = 70 \text{ keV/nucleone}.$$

I dettagli realizzati del linac saranno discussi tra breve: qui diciamo solo che esso è di tipo interdigitato ed è diviso in due sezioni  $L_1$  ed  $L_2$  (v. Fig. 4).

La prima sezione si compone di 3 cavità ed accetta ioni con:

$$\bar{Z}/A > 0.1, \quad \epsilon > 70 \text{ keV/nucleone}$$

e li porta a 0.4 MeV/nucleone.

A questa energia si effettua uno stripping su Carbonio in modo di rendere:

$$\bar{Z}/A > 0.25.$$

La seconda sezione del linac accetta ioni con  $\bar{Z}/A > 0.25$  e li porta a

$$\epsilon = 1.5 \text{ MeV/nucleone},$$

che è quella adatta alla escursione permessa alla RF.

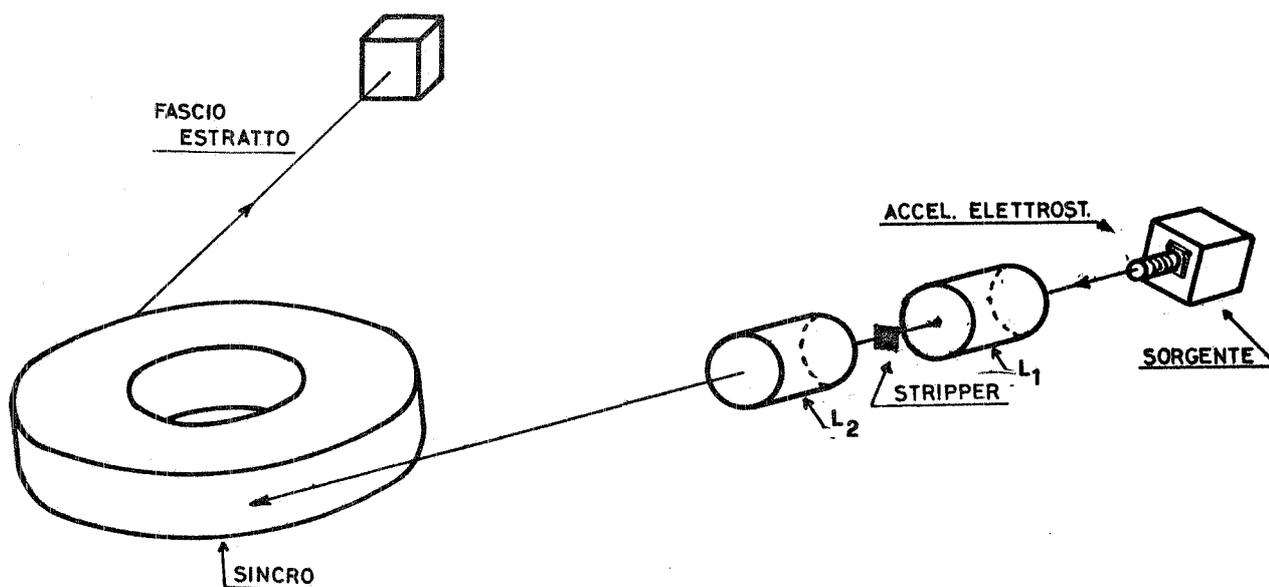


FIG. 4 - Schema di massima dell'insieme linac-sincrotrone.

Conclusione sull'iniettore : ci siamo orientati su un Linac.

#### 4. - SISTEMA ACCELERATORE PER L'INIEZIONE : LINAC. -

Il sistema di iniezione è essenzialmente costituito da un preiniettore elettrostatico da 700 KV, da un sistema di cavità acceleratrici a radiofrequenza (pre-stripper), e da un sistema di cavità acceleratrici (post-stripper) che seguono lo stripper e l'eventuale selettore di carica. Uno schema del sistema acceleratore di iniezione è indicato in Fig. 5.

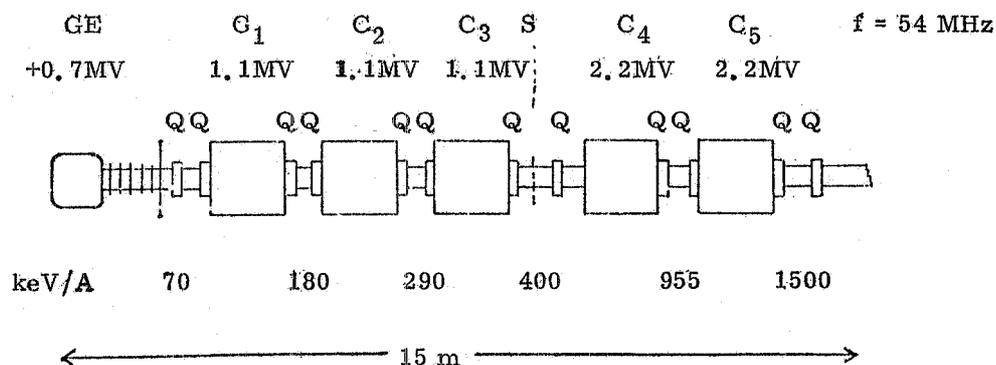


FIG. 5 - Schema di realizzazione del Linac.

##### 4.1. - Preiniettore.

La scelta del tipo di acceleratore elettrostatico che fornisce la prima accelerazione risulta da un compromesso fra l'utilità di avere la tensione di accelerazione più elevata possibile, e la necessità di disporre di molto spazio ed elevata potenza nel terminale isolato. Queste esigenze sono poste dalle attuali necessità delle sorgenti di ioni ad elevata carica specifica, che fra l'altro richiedono facilità di accesso per la manutenzione e la sostituzione di parti soggette a rapido consumo.

Quest'ultima richiesta ci porta ad escludere un acceleratore con isolamento a gas pressurizzato. Per tutte le ragioni esposte, si ritiene che un acceleratore elettrostatico del tipo Cockroft-Walton od equivalente da 700 kV massimi sia una scelta ragionevole sia come rispondenza ai requisiti richiesti che come costo.

#### 4.2. - Linac pre-stripper e post-stripper.

Nella scelta del tipo di Linac si possono seguire orientamenti diversi. Ciascun elemento (pre-stripper, post-stripper) può essere formato da una singola cavità o può essere suddiviso in più cavità.

Nel primo caso si ha una struttura più compatta ed efficiente, nonchè di minor ingombro complessivo. Tuttavia in questo studio preliminare si è suddiviso il pre-stripper in 3 cavità ed il post-stripper in 2 cavità separate.

Non si esclude naturalmente che con uno studio di ottimizzazione si possa giungere ad una soluzione differente. I vantaggi della soluzione attuale sono:

- maggiore flessibilità, grazie all'adattamento indipendente di tensione e fase;
- minori rischi di realizzazione;
- possibilità di foccheggiamento con quadrupoli esterni;
- costruzione modulare per la cassa esterna, con differenziazione dei soli tubi di deriva e supporti.

#### 4.3. - Frequenza di lavoro.

Questa è normalmente determinata dall'intervallo di velocità in cui il Linac deve lavorare. Infatti vi è la tendenza a scegliere una frequenza molto elevata per ridurre le dimensioni trasversali della struttura, mentre la frequenza deve essere sufficientemente bassa per ridurre l'effetto dei tempi di transito nei gap di accelerazione. I tempi di transito lunghi comportano una riduzione del campo accelerante medio rispetto al valore di cresta, ed una forte defocalizzazione radiale. Da considerazioni di questo tipo risulta che la frequenza più conveniente è di circa 54 MHz.

Nell'intervallo di velocità da noi considerato la struttura più conveniente sembra essere la struttura di tipo H od interdigitata. Questo fatto è tanto più vero in quanto nel nostro caso il problema del foccheggiamento è risolto con quadrupoli esterni.<sup>(5)</sup>

Uno schema di una delle cavità proposte è indicato in Fig. 6. Calcoli preliminari indicano che la potenza dissipata alla tensione dell'ordine di 200 kV (tensione accelerante totale  $\sim 2$  MV) è di alcune decine di kW per una cavità. Il fattore di merito può essere molto elevato ( $> 20.000$ ).

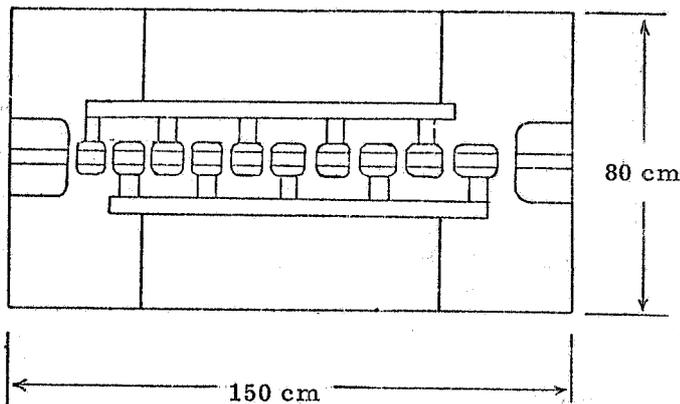


FIG. 6 - Schema di una cavità del Linac.

di circa 40 W, per cui non vi sono problemi di raffreddamento.

#### 4.4. - Accettanza longitudinale.

Il Linac è capace di accettare ioni in una banda di energia relativamente larga ( $\sim \pm 2\%$  alla prima cavità), mentre l'accettanza in fase è piuttosto ridotta ( $< 1/12$ , per una fase stabile anticipata di  $30^\circ$  rispetto al picco di tensione). Inoltre l'emittenza di uscita si adatterebbe malamente

L'energia immagazzinata è dell'ordine di qualche joule, e quindi se il sistema deve essere impulsato con un tempo di salita di circa  $10 \mu s$ , lo stadio finale che pilota ciascuna cavità deve poter fornire almeno qualche centinaio di kW, durante la salita, mentre la potenza può essere ridotta per mantenere la tensione costante durante la utilizzazione.

E' da notare che con la frequenza di ripetizione di 20 Hz, impulsi di circa  $20 \mu s$ , la potenza media richiesta da ogni cavità è

alla accettazione del sincrotrone ( $\Delta E/E < 1\%$ ). Per tale ragione è necessario interporre un "buncher" fra pre-iniettore e Linac, ed un "de-buncher" fra Linac e sincrotrone. In questo modo la accettazione in fase può essere portata dall'8% al 45% circa, mentre il  $\Delta E/E$  all'uscita può essere portato entro il limite di accettazione del sincrotrone. Queste stime sono fatte nell'approssimazione lineare, e naturalmente una valutazione accurata richiede un calcolo numerico, data la forte non-linearità dell'equazione del moto longitudinale.

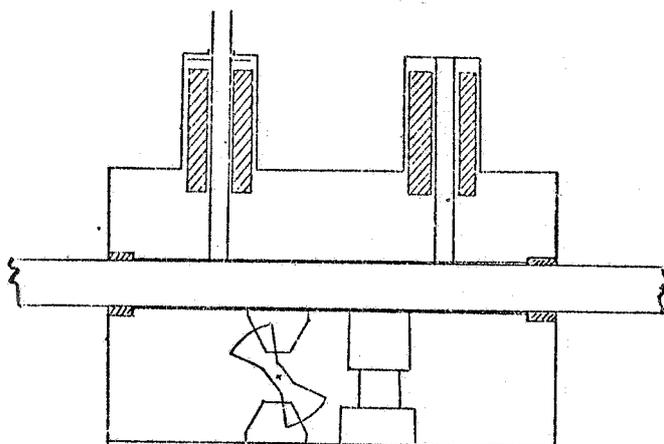
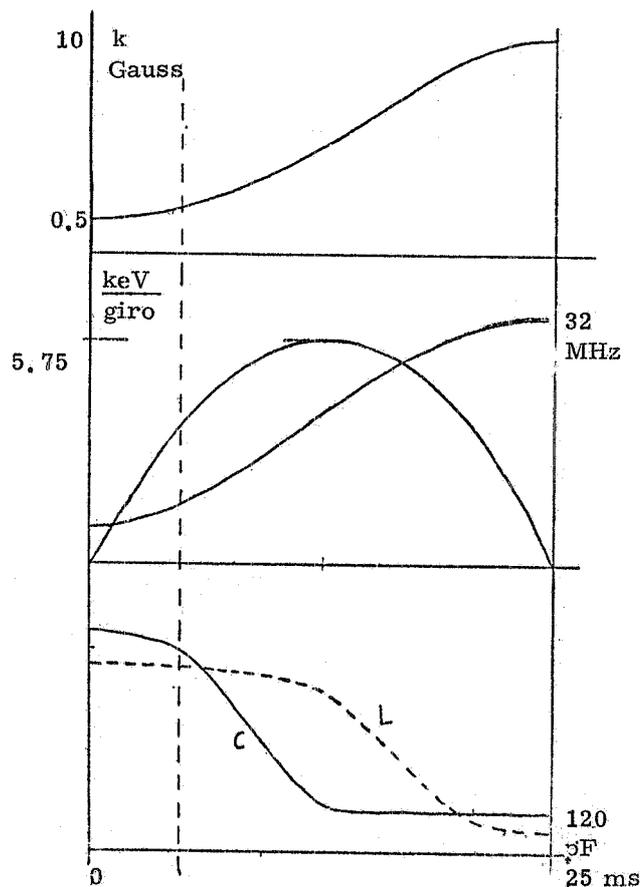
#### 5. - SISTEMA A RF DEL SINCROTRONE. -

Durante la fase di accelerazione nel sincrotrone, la particella sincrona deve subire un guadagno di energia corrispondente ad una tensione di accelerazione:  $v = 2\pi\rho R\dot{B}$ . Simultaneamente, la frequenza di accelerazione deve seguire rigorosamente la velocità della particella sincrona secondo la:

$$\nu_{RF} = h \left( \frac{2\pi R}{\beta C} \right)^{-1} \quad (\text{con } h \text{ intero}).$$

Per gli ioni più leggeri, che da 1.5 MeV/A passano ad un'energia massima di 120 MeV/A, il rapporto fra frequenza massima e minima è di circa 8. Poiché si pensa di far ricorso ad un sistema risonante ad accordo variabile mediante ferriti, la massima frequenza di lavoro deve essere intorno ai 32 MHz. Pertanto l'andamento temporale del campo magnetico, tensione e frequenza di accelerazione sono quelli indicati in Fig. 7.

Un sistema accelerante realizzabile praticamente in questo intervallo di frequenze è quello a tubo di deriva indicato in Fig. 8. Le particelle subiscono una doppia accelerazione attraverso



$$\begin{aligned} C &= 720 - 120 \text{ pF} \\ f &= 4 - 32 \text{ MHz} \\ L &= 0,25 - 3,5 \times 10^{-6} \text{ Henry} \end{aligned}$$

FIG. 8 - Schema di realizzazione della RF.

FIG. 7 - Andamento temporale del campo magnetico del sincro, della tensione e della frequenza della RF.

sando i 2 gaps, e la tensione accelerante totale è data da:

$$v = 2V \sin \frac{\alpha}{2} \cos \phi ,$$

dove  $\alpha = lh/R$ , e  $\phi$  è la fase della particella singola dopo il massimo della tensione accelerante. Nel nostro caso è conveniente scegliere  $\phi = 60^\circ$ , quale compromesso fra una larga accettazione in fase ed una tensione  $V$  ragionevolmente bassa.

Il largo intervallo di accordo del tubo di deriva richiede la variazione simultanea di  $C$  ed  $L$ . Questo si può ottenere mediante un condensatore rotante trascinato da un motore sincrono alla frequenza di impulsazione del magnete. Le armature del condensatore possono essere sagomate in maniera da fornire durante la prima parte del ciclo il corretto andamento della frequenza, con piccole correzioni servo-asservite applicate mediante la  $L$  variabile. Nella seconda parte del ciclo, a capacità quasi costante, l'accordo viene ottenuto per variazione di  $L$  (vedere qualitativamente Fig. 7).

#### 6. - TRASPARENZA DEL SINCRO ALLE VARIE SPECIE IONICHE, -

Uno ione che, durante il processo di accelerazione, acquisti o perda un elettrone, esce dal campo guida e quindi è perduto dal fascio accelerato. La probabilità che ciò avvenga dipende evidentemente dalla sezione d'urto del processo di scambio di carica, e dalla quantità di materia attraversata, cioè dal vuoto in ciambella.

Si definisce trasparenza  $T_p$  il rapporto tra le particelle che terminano il ciclo di accelerazione e quelle che lo iniziano. Essa risulta data da:

$$T_p = \exp \left\{ -k \int_0^l \sigma_{\text{tot}} [\zeta(s), \beta(s)] p(s) ds , \right.$$

dove  $l$  è il percorso fatto dallo ione,  $s$  individua la posizione dello ione lungo il percorso, e  $k$  è una costante che, per un gas residuo ( $n$ -atomico) vale:

$$k = 3.3 \cdot n \cdot 10^{16} \text{ torr}^{-1} \text{ cm}^{-3} .$$

Si può trasformare questa formula, facendo l'ipotesi che la pressione  $p(s)$  sia costante lungo la traiettoria, e che inoltre lo ione sia accelerato da un campo elettrico uniforme  $E$ . La trasparenza può essere espressa da:

$$T_p = \exp - \frac{KA}{E\bar{Z}} P \int_{\xi_i}^{\xi_t} \sigma_t d\xi \quad (ds = E \frac{\bar{Z}}{A} ds) ,$$

dove:  $A$  è il numero atomico dello ione,  
 $\bar{Z}$  è lo stato di ionizzazione,  
 $E$  è il campo accelerante.

Questa espressione è stata valutata per il sincrotrone, utilizzando le seguenti sezioni d'urto:

a) Per ioni completamente ionizzati, l'espressione<sup>(6)</sup>:

$$\sigma = 2 \times 10^{-15} Z^2 (137\beta)^{-5} \quad (\text{in cm}^2);$$

b) Per l'azoto  $N^{5+}$  i risultati sperimentali misurati dal gruppo PPA<sup>(7)</sup>;

c) Per un gruppo di ioni più pesanti parzialmente ionizzati ( $S^{+4}$   $S^{+6}$   $S^{+10}$  ecc.) le sezioni d'urto stimate dal gruppo dell'Unilac e riportate in Fig. 9.<sup>(8)</sup>

Si è visto prima di tutto come deve essere il vuoto, per avere una trasparenza  $T_p = 0.3$ , al variare dell'energia di iniezione (v. Fig. 10).

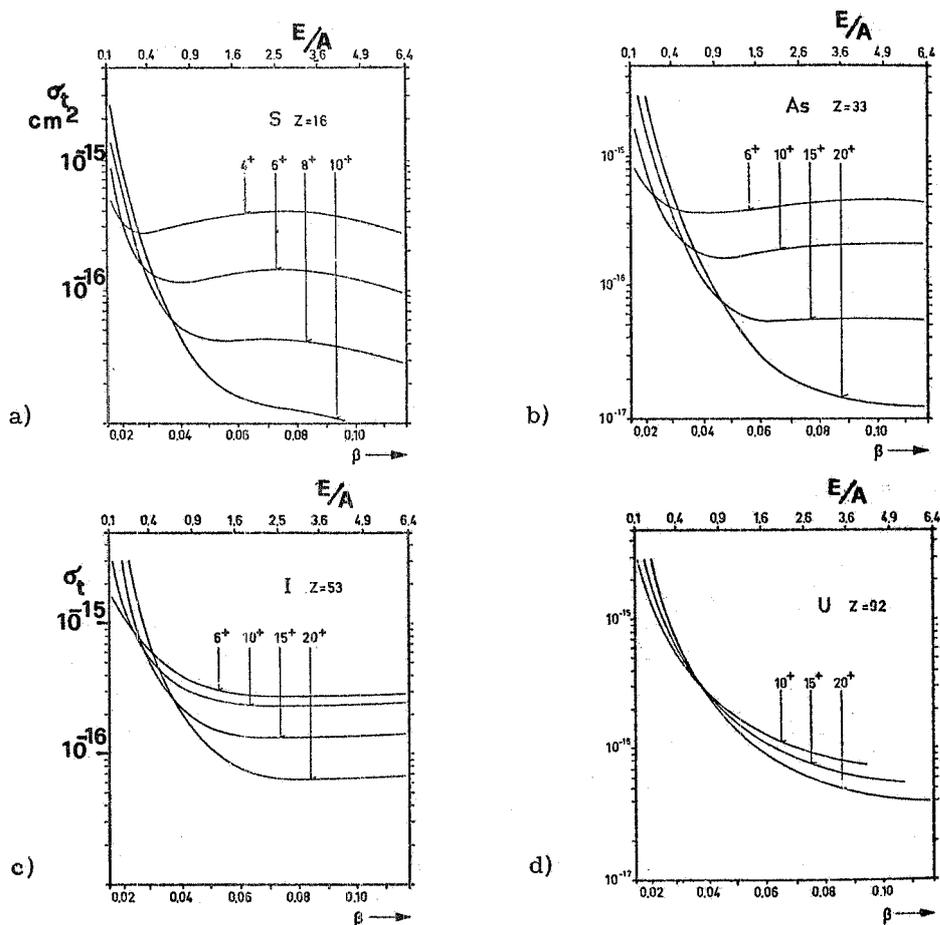


FIG. 9 - Sezioni d'urto totali per cattura di un elettrone, in azoto, in funzione della velocità dello ione per varie specie ioniche: a) zolfo; b) arsenico; c) iodio; d) uranio<sup>(8)</sup>.

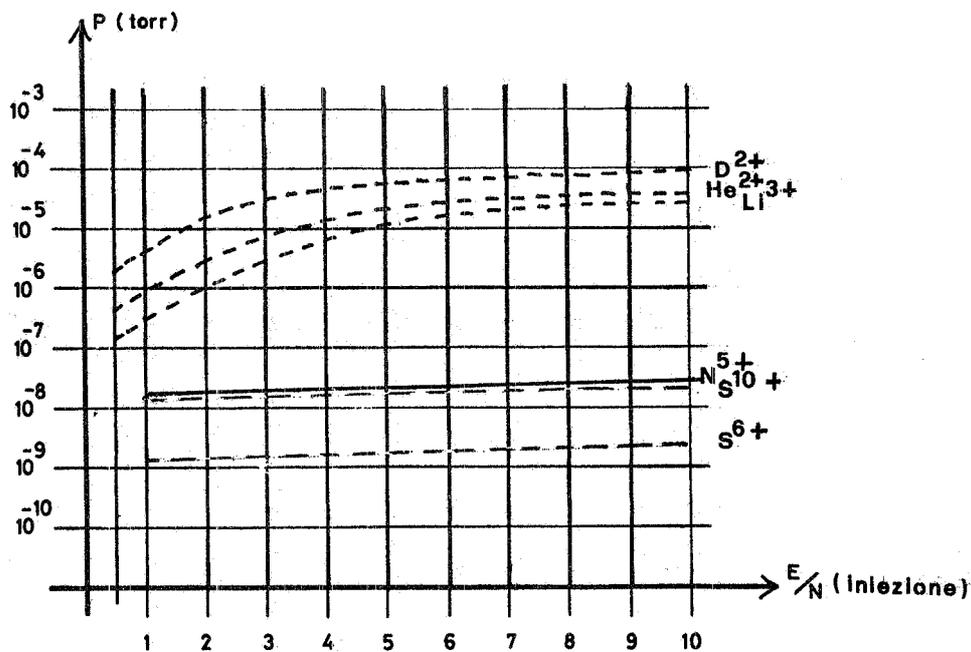


FIG. 10 - Vuoto necessario in ciambella, per un trasmissione  $T_p = 0.3$ , in funzione dell'energia di iniezione.

E infine, si è graficato l'andamento della trasparenza per i vari tipi di ioni, al variare della pressione (v. Fig. 11).

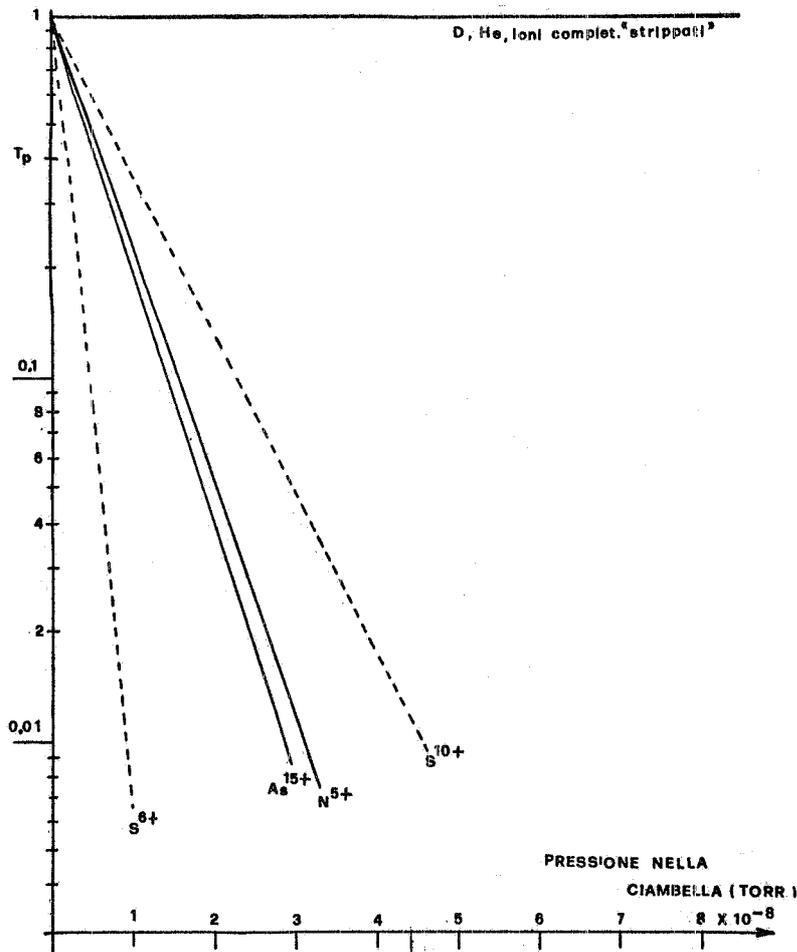


FIG. 11 - Trasmissione  $T_p$ , cioè frazione di ioni che completano il ciclo di accelerazione, in funzione della pressione esistente in ciambella, per vari tipi di ioni e stati di carica.

#### Conclusioni, -

a) Ioni completamente ionizzati (nel nostro caso  $d, a, He^3$ ):

Il vuoto attuale del sincro  $\leq 10^{-6}$  mm Hg senz'altro fornisce una trasparenza  $T_p > 0.9$  (il vuoto non sostituibile nel problema per ioni completamente ionizzati).

b) Ioni con  $10 \leq Z \leq 50$  parzialmente ionizzati:

Occorre raggiungere un vuoto  $\sim 10^{-8}$  Torr per poter accelerare con trasparenza  $\sim 70\%$  ioni parzialmente ionizzati.

Casi tipici: zolfo  $S^{10+} \Rightarrow p \sim (1-2) \times 10^{-8}$   
arsenio  $A^{20+} \Rightarrow p \sim (5-6) \times 10^{-9}$ .

c) Nuclei con  $Z \leq 10$ .

Il dato calcolato per  $N^{5+}$  ( $T_p \sim 70\%$  al vuoto di  $10^{-8}$ ) può essere confrontato con un dato sperimentale: Nel PPA, che è molto simile al nostro sincro, con un vuoto di  $2 \times 10^{-7}$  Torr si aveva una trasparenza di  $10^{-3}$ , cui corrisponderebbe una trasparenza  $T_p \sim 65\%$  per  $p \sim 1 \times 10^{-8}$ .

## 7. - INTENSITA' OTTENIBILI. -

Per la stima delle intensità ottenibili occorre tener presente che per gli ioni più leggeri ( $d$ ,  $He^4$ ,  $Li^6$ ) sono determinati dei limiti di carica spaziale, mentre nel caso degli ioni più pesanti il limite è determinato dall'intensità ottenibile dalla sorgente (nonchè dalla accettazione del linac e del sincrotrone). Nel caso dei nuclei  $d$ ,  $He$ , il limite di carica spaziale stimato a 1 MeV/n all'iniezione fornisce una intensità massima di:

$$I \approx (2 - 3) \times 10^{10} \text{ particelle/impulso} \quad \text{per } d, He, \text{ con } \epsilon_{fin} = 130 \text{ MeV/n.}$$

Per quanto riguarda le intensità ottenibili per gli altri nuclei, le abbiamo stimate tenendo conto delle intensità realmente ottenute da sorgenti Penning, assumendo un'accettazione del linac di 0,3 e un'accettazione del sincro di 0,1, con un tempo di iniezione di 2  $\mu$ sec.

Si danno ora di seguito alcune tabelle per individuare:

- Le intensità ottenibili con sorgenti P. I. G. ;
- Le intensità ottenibili, per ogni stato di carica, dopo lo stripping;
- Le intensità ottenibili nel sincro, come ioni per impulso.

TABELLA V - Caratteristiche di una sorgente P. I. G. tipica<sup>(9)</sup>.

Stato di carica	2 <sup>+</sup>	3 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	5 <sup>+</sup>	6 <sup>+</sup>	7 <sup>+</sup>	8 <sup>+</sup>
${}^7N^{14}$	3 - 20	1	0.06	..... mA			
${}^{10}Ne^{20}$	1.8	0.5	0.05				
${}^{18}Ar^{40}$		3	2.5				
${}^{36}Kr^{84}$	0.6	0.65	0.8	0.65	0.55	0.24	0.1

- i) TABELLA VI - Rendimento da stripping a 0,5 MeV/nucleone.

${}^7N^{14}$	$N^{4+}$	25 %	0.75 mA
	$N^{5+}$	50 %	1.5 mA
	$N^{6+}$	20 %	0.6 mA
	$N^{7+}$	1 %	0.03 mA

- ii) Stima per  ${}^{18}Ar^{40}$  :

Poichè il linac accetta solo ioni con  $\bar{Z}/A > 0,1$ , si considera la corrente della PIG per  $\bar{Z} > 4^+$ , cioè la corrente

$$I_{PIG} = 2,5 \text{ mA.}$$

Lo stato più probabile, dopo lo stripping è:

$$\bar{Z}/A = 0,22, \quad \text{cioè } \bar{Z} = 9^+ ;$$

il rendimento è

$$r \approx \frac{1,48}{\sqrt{\bar{Z}}} = 35 \%$$

per cui, la corrente in uscita dopo lo stripping con stato  $9^+$  è:

$$i_{\text{Ar}^{9+}} = 0.88 \text{ mA}.$$

iii) Analogamente, per il  ${}_{36}\text{Kr}^{84}$  si stima, dopo lo stripping,

$$i_{\text{Kr}^{15+}} = 0.025 \text{ mA}.$$

In sintesi:

TABELLA VII - Intensità finali ottenibili.

Tipo di ione	Intensità (part. /secondo)	Energia finale (MeV/n)
$\text{He}^{2+}$	$(1-2) \times 10^{11}$	130
$\text{N}^{5+}$	$10^9$	66
$\text{A}^{12+}$	$3 \times 10^8$	47
$\text{Kr}^{18+}$	$5 \times 10^6$	25

#### 8. - DISPERSIONE IN ENERGIA. -

All'iniezione, la banda di momenti accettati è:

$$\frac{dp}{p} = (1-n) \frac{dr}{r} \quad dr = 6 \text{ cm}, \quad r = 360 \text{ cm}, \quad n = 0.6$$

$$\frac{dp}{p} = 0.4 \frac{6}{360} \approx 7 \times 10^{-3}.$$

In questa regione,  $E = \frac{p^2}{2m}$ ,

$$\frac{dE}{E} = \frac{2 dp}{p}$$

da cui, l'intervallo di energia accettata:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \pm 1.4 \times 10^{-2}$$

altra parte<sup>(8)</sup>

$$\Delta E = \text{cost} \left[ \frac{\gamma_s^2 - 1}{\gamma_s \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{2} \right) \gamma_s} \right]^{1/4} \exp \left[ \int_{-j}^{+j} \Omega dt \right].$$

Ponendo una energia iniziale = 1.5 MeV/n, una energia finale = 20 MeV/n, si ha:

All'iniezione  $E_i = 1.5 \text{ MeV/n}$

$$\gamma_i = 1.002$$

Alla fine del ciclo  $E_f = 20 \text{ MeV/n}$

$$\gamma_f = 1.02$$

$$\frac{\Delta E_f}{\Delta E_i} = \frac{\left[ \frac{\gamma_f^2 - 1}{\gamma_f \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{2} \right)} \right]^{1/4}}{\left[ \frac{\gamma_i^2 - 1}{\gamma_i \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{1}{2} \right)} \right]^{1/4}} = 1.77$$

$$\frac{\Delta E_f}{E_f} = 1.77 \frac{\Delta E_i}{E_f} = 1.77 \frac{\Delta E_i}{E_i} \frac{E_i}{E_f} = 1.77 \times 1.4 \times 10^{-2} \frac{1.5}{20} = 1.8 \times 10^{-3}.$$

#### Conclusioni. -

Iniettando a 1.5 MeV/n ed estraendo a 20 MeV/n, se all'iniezione la dispersione in energia è  $\Delta E_i/E_i = \pm 1.4 \times 10^{-2}$ , all'estrazione è:

$$\frac{\Delta E_f}{E_f} = \pm 1.8 \times 10^{-3}.$$

#### 9. - SISTEMA DI CONTROLLO DEL FASCIO. -

Il programma di frequenza deve seguire la corretta relazione rispetto alla variazione del campo magnetico, onde mantenere il fascio centrato sull'orbita di equilibrio.

Il programma  $\nu(B)$  viene innanzitutto impostato mediante un generatore di funzioni che determina la modulazione di frequenza dell'oscillatore pilota.

Tuttavia questo sistema da solo non assicurerebbe la necessaria precisione. E' pertanto previsto un sistema di controllo della posizione del fascio inserito in una catena di controreazione sulla frequenza.

Il rilevamento della posizione viene fatto mediante le comuni sonde elettrostatiche per i fasci più intensi (H, d, He). Per i fasci meno intensi il segnale delle sonde elettrostatiche non è sufficiente, per cui si prevede di ricorrere ad un sistema di reazione che agisce da un impulso all'altro. A tale scopo si prevede di inserire dei diaframmi nella camera a vuoto, in modo che, in caso di errore di programma, il fascio viene distrutto in posizioni predeterminate, e queste vengono rilevate da contatori a scintillazione. Un piccolo calcolatore in linea può ricavare da questi dati i parametri per la correzione di programma.

#### 10. - POSSIBILI SVILUPPI DEL PROGETTO. -

Tra i possibili sviluppi del progetto meritano attenzione due punti: il primo riguarda l'uso di sorgenti di ioni non convenzionali, il secondo la possibilità di elevare l'energia  $\epsilon_f$  degli ioni, per ogni specie accelerata, utilizzando eventualmente un secondo anello in cui si inietterebbero gli ioni estratti dal sincrotrone.

Quest'ultimo punto non è stato approfondito perchè riguarderebbe sviluppi molto lontani, tuttavia è facile mostrare che le difficoltà di realizzazione non sono superiori a quelle del progetto finora discusso.

Il breve ciclo utile di queste sorgenti ha impedito il loro uso negli acceleratori tipo Linac, ciclotroni e tandem. Nel caso del sincrotrone invece la durata  $\Delta \tau$  dell'impulso è dell'ordine di grandezza del tempo di cattura del sincrotrone stesso.

L'uso di queste sorgenti può portare ad un eventuale aumento dell'intensità ed all'estensione delle specie accelerate fino all'Uranio,<sup>(10)</sup>

TABELLA VIII - Laser-ion-sources

Sorgenti attualmente realizzabili			
Impulsi/sec : 1 - 10			
Elemento	part/imp	$\Delta \tau$	$\bar{Z}/A$
Fe	$10^{11}$	$5.0 \times 10^{-5}$	0.28
Mo	$8.7 \times 10^9$	$6.4 \times 10^{-6}$	0.20
U	$10^8$	$1.6 \times 10^{-7}$	0.20

In Tabella VIII,  $\Delta \tau$  rappresenta la durata dell'impulso di ioni estratti dalla sorgente.

Se, come prima, facciamo l'ipotesi che il sincrotrone accetta per solo  $2 \mu s$  all'iniezione si possono stimare le intensità finali ottenibili con questi tipi di sorgenti a laser. In Tabella IX riportiamo i valori previsti per alcuni nuclei per cui le sorgenti laser sono state effettivamente collaudate<sup>(11)</sup>.

TABELLA IX

Tipo di nucleo	Intensità (part/sec)	Energia finale (MeV/n)
Fe <sup>56</sup>	$10^9$	40
Mo <sup>96</sup>	$6 \times 10^8$	21
U <sup>230</sup>	$2 \times 10^7$	21

#### 11. - IMPEGNI DI PERSONE, COSTI, TEMPI. -

Vogliamo qui riassumere gli impegni necessari per una impresa di questo genere, in persone, costi e tempi.

##### a) Persone (ricercatori + tecnici) :

- dinamica dei fasci	2
- sorgente di ioni	4
- spettrometria	3
- preiniettore	1
- linac	7
- deflettore	1
- RF sincrotrone	7
- eventuale sostituzione alimentazione gruppo magneti	2
- sensori del fascio	1
- vuoto sincrotrone	2
<b>Totale</b>	<b>30</b>

##### b) Costi (approx)

- RF sincrotrone	ML 150
- linac	220
- vuoto	80
- iniettore	70
- sorgente	50
- strumentazione	50
<b>Totale</b>	<b>620</b>

##### c) Tempi

3 anni

#### 12. - CONCLUSIONI. -

Le intensità previste permettono di condurre avanti un interessante programma di esperimenti di 1<sup>a</sup> e forse 2<sup>a</sup> generazione (i più interessanti) finchè non inizierà la sua attività (nel 1980 circa) il progetto francese dei due ciclotroni accoppiati, Ganil (se sarà approvato).

Tra gli esperimenti di 1<sup>a</sup> generazione includiamo studi su :

- a) la cattura radiativa di nuclei leggeri,
- b) i fenomeni di compressibilità nucleare,
- c) la produzione collettiva di mesoni,
- d) alcune reazioni nucleari : elastiche, di break-up, etc.,
- e) reazioni di nucleosintesi particolarmente interessanti l'astrofisica,

oltre a ricerche applicate nel campo della radioterapia e della biologia molecolare.

Naturalmente l'impresa potrebbe, anzi dovrebbe, essere condotta a termine come un organico lavoro di collaborazione tra i Laboratori di Frascati e le Sezioni dell'INFN presso le varie Università interessate alle ricerche nel campo della fisica degli ioni pesanti.

#### RINGRAZIAMENTI. -

E' con vivo piacere che ringraziamo i singoli componenti dei "gruppi macchina" del Sincrotrone e di Adone per le utili discussioni avute con loro, così come i colleghi delle Università di Bari e di Lecce. Un ringraziamento va ai nostri colleghi di Frascati, F. L. Fabbri, G. Picozza e L. Satta, per le loro informazioni e commenti durante la stesura del progetto.

#### BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - G. Brautti, Convertibilità dell'elettrosincrotrone di Frascati per l'accelerazione di ioni, Rapporto dell'Istituto di Fisica dell'Università di Bari e Sottosezione INFN di Bari (1972); Report on the ad hoc panel on heavy ion facilities, Atomic Energy Commission, report no. COO-3368-4; H. Steiner, Physics research with high energy heavy ions, report LBL-2144.
- (2) - E. Baron, Heavy ion stripping by solid foils between 1 and 6 MeV/n, IEEE Trans. NS-19, 256 (1972).
- (3) - H. Betz, IEEE Trans. NS-19, 249 (1972).
- (4) - Ch. Schmelzer, in Linear Accelerators (ed. by Lapostolle and Septier), p. 1036.
- (5) - A. Chobert et G. Voisin, Essai d'interpretation theorique des caracteristiques de la structure interdigitale, Nuclear Instr. and Meth. 107, 173 (1973).
- (6) - E. Vignet, Acceleration d'ions lourds en Saturne, report SEFS 68/37 - AS 122.
- (7) - M. G. White, M. V. Isaila, H. L. Allen and K. Prelec, Acceleration of nitrogen ions to 7 GeV in the Princeton particle accelerator, Proc. 8th Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Geneva (1971), p. 572.
- (8) - Ch. Schmelzer, in Linear Accelerators (ed. by Lapostolle and Septier), p. 1040.
- (9) - J. R. Bennett, A review of PIG sources, IEEE Trans. NS-19, 48 (1972); C. E. Anderson and K. W. Ehlers, Rev. Sci. Instr. 27, 859 (1956); A. Ghiorso, R. M. Main and B. H. Smith, IEEE Trans. NS-13, 280 (1966).
- (10) - G. F. Tonon, Sources d'ions multicharges utilisant le laser: perspectives, report Commis. à l'Energie Atomique BIST No. 160 (1971), p. 59.
- (11) - G. F. Tonon, IEEE Trans. NS-19, 172 (1972).

PROPOSTA PER UN PROGRAMMA FINALIZZATO DI RICERCA SCIENTIFICA NEL CAMPO DELLA FISICA SANITARIA, -

M. I. Montesanti  
Università Cattolica del Sacro Cuore, Roma

P. Caldirola  
Istituto di Fisica dell'Università, Milano,

1. - LA RICERCA SCIENTIFICA IN CAMPO ONCOLOGICO. -

Nel quadro di una seria riflessione sugli aspetti sociali ed umani della ricerca scientifica, un particolare accenno meritano i problemi per la salute dell'uomo.

E' certo che tra le modificazioni qualitative e quantitative della patologia, il problema dei tumori ha progressivamente posto una ipoteca sempre più drammatica.

L'aumento assoluto di frequenza della malattia neoplastica, quasi parallelo alla evoluzione della società industriale, è comunemente riconosciuto.

Il quoziente di mortalità nazionale per cancro - su  $10^5$  individui - denuncia un costante aumento: dal valore di 80 - registrato nel 1935 - si è passati al valore di 167,6 - registrato nel 1965. Più recentemente ha continuato a salire: nel 1968 era di 177, nel 1971 era di 196, oggi ha oltrepassato i 200.

Di fronte all'ampiezza di questo problema della patologia, s'impone la necessità di dare sviluppo prioritario a programmi di ricerca che, fra i molteplici obiettivi, si prefiggono l'espansione produttiva dei Servizi Sociali.

Un programma di ricerca scientifica per la lotta contro il cancro deve attuare un armonico collegamento fra ricerca di base e ricerca applicata, per cui le azioni da svolgere in campo oncologico non possono essere limitate alla ricerca biologica e medica, ma devono - necessariamente - avere ampie sovrapposizioni con altre discipline.

I Servizi di Fisica Sanitaria, che in alcuni ambienti già da molti anni sono entrati nella funzionalità ospedaliera, hanno dedicato molto spazio alla radioterapia dei focolai neoplastici.

Infatti per conseguire, con la terapia radiante, risultati efficaci e radicalmente duraturi, il fisico sanitario deve impostare un piano di trattamento le cui caratteristiche siano corrispondenti, nella loro essenza, ai seguenti requisiti:

- a) dose-focolaio sufficientemente elevata;
- b) distribuzione di dose uniforme;
- c) risparmio dei tessuti sani peritumorali.

Mentre per le neoplasie della cute e delle mucose visibili non esistono molte difficoltà nell'attuazione dei tre principi indicati, per le neoplasie degli organi profondi si riscontrano naturali ostacoli per colpire efficacemente dall'esterno il focolaio tumorale senza ledere i tessuti sani peritumorali.

Nel tentativo di ovviare a queste difficoltà sono state adottate le tecniche a campi multipli fissi e le tecniche ad incidenza, ma tuttora i metodi adottati risolvono solo parzialmente il problema.

Per questi motivi è di notevole interesse studiare la possibilità di attuare un trattamento più corretto e più esatto dal punto di vista dosimetrico con l'impiego delle radiazioni ad "alta energia".

## 2. - IMPIEGHI DELLA TECNOLOGIA NUCLEARE. -

La Fisica delle alte energie, mediante le ricerche sulle particelle subnucleari, con utilizzazione dei fasci a energie superiori all'ordine del GeV, permette di studiare le forze responsabili delle mutue interazioni fra i nucleoni; quindi può intervenire per la distruzione delle cellule cancerogene, e la sterilizzazione del focolaio neoplastico.

Numerosi mezzi sperimentali, progettati e costruiti per lo studio delle particelle elementari, in molti Paesi sono stati adottati per applicazioni nel campo della Biologia e della Medicina.

I fasci di elettroni prodotti dai betatroni ed i fasci  $\gamma$  di alta energia prodotti dagli acceleratori lineari, ormai da molti anni sono entrati nella quotidiana routine della radioterapia oncologica; i fasci di protoni, di neutroni veloci, e soprattutto quelli di mesoni  $\pi$ , si sono dimostrati di notevole interesse per gli effetti radiobiologici prodotti nell'attraversamento della materia.

Si presenta ora l'opportunità di studiare fasci di ioni pesanti che interagiscono con il mezzo biologico.

A tale scopo si considera la possibilità di utilizzare una macchina che, fra i vari obiettivi di ricerca, potrebbe comprendere anche quello di interesse radioterapico.

Infatti le particelle cariche pesanti di alta energia, per la favorevole distribuzione tridimensionale di dose profonda, presentano proprietà fisiche uniche rispetto a tutte le altre particelle finora sperimentate a scopo medico, e proprietà radiobiologiche molteplici che le rendono particolarmente adatte per aggredire il focolaio morboso.

Appare quindi di notevole interesse la possibilità di convertire l'elettrosincrotrone ad acceleratore di ioni.

## 3. - FASCI DI IONI PESANTI. -

### 3.1. - Caratteristiche fisiche.

Il problema di utilizzare dosi elevate in zone profonde per distruggere le cellule tumorali senza danneggiare i tessuti superficiali, potrebbe essere impostato prendendo in considerazione fasci di ioni pesanti.

La forma della curva di ionizzazione nella materia, caratterizzata da un plateau iniziale e dal successivo picco di Bragg, permette di aggredire i tumori che molto frequentemente sono localizzati nell'organismo a profondità variabili da 5 a 15 cm.

#### a) Range per alfa da 910 MeV in Lucite. -

Per raggiungere i tessuti profondi con un fascio di ioni pesanti occorrono energie molto elevate: per ottenere una zona irraggiata di 6 cm di spessore, centrata a 10 cm di profondità, con ridge filters occorrono energie di 4,5 GeV per nuclei di 7 N.

Le esperienze condotte al Lawrence Laboratory hanno messo in evidenza che l'uso dei ridge filters, con l'allargamento del picco di Bragg a spese del rapporto picco-plateau, determina una versatilità del fascio di ioni in quanto diventa possibile ottenere curve adatte sia per i focolai neoplastici localizzati nella testa e nel collo, sia per i tumori più diffusi, quali per esempio i tumori polmonari o addominali.

#### b) Effetto del Spiral r.f. per un fascio circolare di 19 mm per alfa 910 MeV.

#### c) Curve di isodose per alfa 910 MeV con un campo circolare 22 mm.

Come per le radiazioni elettromagnetiche, il range nella materia degli ioni pesanti risulta facilmente calcolabile dalla semplice relazione  $R = R_p \cdot M/Z^2$ , dove  $R_p$  è il range del protone con la stessa velocità e nello stesso materiale.

Alcuni valori rappresentativi nel tessuto sono:

0.13          7.93          52.27          cm

rispettivamente per energie di:

10            100            300            MeV/N.

In confronto alle radiazioni elettromagnetiche lo scatter degli ioni pesanti è quasi trascurabile; quello della radiazione secondaria diventa significativo solo ad energie molto elevate.

Analogamente alle radiazioni X e  $\gamma$  la forma e le dimensioni del campo possono essere variate in funzione della regione da irradiare. Il fascio di ioni, focalizzato collimato e poi formato, può esplorare una larga zona e la sua omogeneità può avere variazioni che non superano  $\pm 5\%$ ; la distribuzione del flusso di particelle può risentire del contributo dai raggi alfa soltanto a velocità molto elevate.

### 3.2. - Caratteristiche radiobiologiche.

Le conseguenze radiobiologiche dall'interazione fascio radiante/mezzo irradiato dipendono essenzialmente dalla distribuzione spaziale dell'energia localizzata nella regione in cui è stata convogliata la dose.

Poichè in una rappresentazione quantitativa la distribuzione macroscopica della dose non può essere considerata separatamente dalla distribuzione microscopica, il meccanismo di evoluzione del tumore sottoposto alla radioterapia può essere descritto prendendo in considerazione il trasferimento lineare di energia: LET, l'efficacia biologica relativa: EBR, e il rapporto di intensificazione di ossigeno: AER.

Al livello dell'intero organismo l'analisi dell'influenza dei fattori fisici sull'effetto biologico porta a stabilire che la relazione fra il LET e l'EBR dipende da numerosi fattori: in modo particolare dall'intensità di dose e dalla dose, ma anche dal tenore di ossigeno, dall'età fisiologica del paziente, dal trattamento effettuato dopo l'irradiazione . . . e da numerosi altri fattori.

La complessità della situazione mostra che è impossibile caratterizzare un LET per un EBR, perchè una stessa radiazione può avere EBR molto differenti tra loro secondo il tipo di fenomeno considerato, e per un certo fenomeno secondo le condizioni di irradiazione.

In particolare, perchè si determini un certo effetto biologico è necessario che in un piccolo volume sia liberata una quantità sufficiente di energia che comporti la distruzione di una struttura intracellulare.

In funzione della quantità di energia assorbita, dal modo in cui questa energia è distribuita nella cellula, e a seconda della concentrazione di ossigeno nella cellula, la lesione può essere reversibile o irreversibile.

Pertanto per ottenere la morte cellulare è più efficace utilizzare fasci di particelle pesanti che, per la loro elevata densità di ionizzazione determinano lesioni localizzate nel tumore, piuttosto che utilizzare fasci comportanti un numero elevato di lesioni poco importanti.

Poichè la reversibilità o l'irreversibilità della lesione cellulare è funzione dell'ossigenazione delle cellule, la radioresistenza o la radiosensibilità del tumore può essere descritta dal rapporto OER definito, per una coppia di curve di sopravvivenza, come il rapporto fra il grado di ossigenazione relativo alla curva in condizioni di ipo-ossigenazione, e quello relativo alla curva effettuata sulle culture normalmente ossigenate.

E' ovvio che dal punto di vista radioterapico è desiderabile un valore di OER numericamente basso. Infatti ad un basso OER corrisponde una ricchezza di ossigeno nei tessuti e quindi una maggiore vascolarizzazione, a cui può corrispondere una maggiore radiosensibilità. Ciò è concorde con il fatto che i migliori risultati radioterapici sono stati ottenuti su tumori ben vascolarizzati, e che la radioresistenza dei tessuti necessariamente irradiati perchè circostanti il tumore viene attribuita alla riduzione della vascolarizzazione.

### 3.3. - Caratteristiche biologiche. -

Nell'economia del trattamento oncologico è sufficiente un piccolo numero di cellule mal vascolarizzate perchè si ritrovi come conseguenza la ricrescita del tumore, causando il fallimento del piano che ha ucciso o reso non proliferativo tutte le cellule tumorali meglio ossigenate, e che ha fatto subire, a tutti i tessuti normali circostanti il tumore, la massima dose che potevano tollerare.

Dopo più cicli di trattamento cobaltoterapico, questa è la condizione che drammaticamente si verifica per i pazienti affetti dalla malattia neoplastica.

Per intervenire potrebbe essere prezioso utilizzare radiazioni fortemente ionizzanti, come appunto fasci di ioni, per i quali l'effetto ossigeno è molto meno evidente.

Per esempio i valori dello OER per fasci di neutroni veloci variano tra 1,5 - 1,8 e per fasci di mesoni  $\pi$  variano tra 1,8 - 2; mentre per i tradizionali fasci X e  $\gamma$  i valori tipici dell'OER variano tra 2,5 - 3,5.

Inoltre si può citare come esempio che :

- una dose di 3000 rad di raggi X su un tumore ha un effetto (per quanto riguarda le cellule anossiche) pari a quello che si avrebbe con una dose di 1000 rad su cellule ben ossigenate; la percentuale di sopravvivenza per le cellule anossiche è di  $10^{-3}$  mentre per le cellule ben ossigenate è di  $10^{-9}$ ;
- i dati di Silini indicano che una dose di 5000 rad dovuta a raggi X distruggerebbe un tumore del diametro di 3,3 mm; la stessa dose di neutroni veloci produrrebbe lo stesso effetto su un tumore di 75 mm di diametro.

### 4. - POSSIBILI APPLICAZIONI DEL SINCROTRONE MEDIANTE FASCI DI PROTONI. -

Considerando il sincrotrone di Frascati nelle attuali condizioni potrebbe essere presa in considerazione l'utilizzazione a scopo terapeutico di un fascio di protoni di energia 120-130 MeV/N.

In tal caso, con i fasci di intensità dell'ordine del nA, e dosi dell'ordine di  $\sim 100$  rad/min su superfici di  $\sim 100$  cm<sup>2</sup>, le particelle originatesi per interazione con il tessuto biologico, hanno in media un valore del LET molto più elevato di quello corrispondente all'interazione causata dalle radiazioni del Co<sup>60</sup>, che hanno il picco soltanto a 5 mm di profondità. Nel caso del fascio di protoni, indicativamente, il picco di Bragg, allargato con l'uso dei ridge filters, potrebbe dare una zona irraggiata centrata a circa 10 cm di profondità; pertanto sul tumore si potrebbe raggiungere una EBR profonda molto maggiore di quella relativa ai tessuti superficiali.

La terapia radiante in campo oncologico può avere trattamenti che associano l'irradiazione esterna e l'irradiazione interna.

Pertanto la macchina di Frascati, oltre che per la cura diretta sul focolaio morbosio, potrebbe anche essere utilizzata per la produzione di radiofarmaci metabolizzanti.

Questi ultimi, oltre alle applicazioni terapeutiche, in campo oncologico hanno anche utilizzazioni diagnostiche: infatti studiando la morfologia dell'organo interessato si può visualizzare la sede in cui la metastasi è insediata o lo stadio evolutivo del focolaio neoplastico.

Inoltre in numerosi altri campi della medicina i traccianti radioattivi permettono di determinare la funzionalità degli organi interessati dalla semplice analisi dei tracciati ottenuti.

Pertanto sembra evidente l'importanza di programmare l'eventuale produzione di radioisotopi da utilizzare a scopo medico.

Per concludere, se ci si propone di finalizzare la convenzione dell'elettrosincrotrone ad acceleratore di ioni anche nell'ambito della Fisica Sanitaria, desidero esprimere la completa disponibilità dell'Università Cattolica del Sacro Cuore per una concreta collaborazione con i Laboratori Nazionali di Frascati.

ASTROPHYSICAL INTEREST OF A 10 - 150 MeV/n HEAVY NUCLEI ACCELERATOR. -  
(Sintesi della relazione)

J. P. Meyer

CEN Saclay, DPh/EP/Section d'Etudes Spatiales, Gif sur Yvette (France).

Typical energy ranges of astrophysical nuclear processes :

1. Thermonuclear : Stellar nucleosynthesis.
2.  $\approx 1$  MeV/n : Shock waves (in Supernovae, f. i.).
3. 1 to 100 MeV/n : Solar flare particles,  
Flare star particles,  
Possibly particles trapped in various particles regions (Super-  
nova remnant, f. i.),  
Possibly low energy galactic cosmic rays (not observable at earth;  
the inhomogeneous plasma continuously emitted by the sun pre-  
vents the low energy galactic cosmic rays from reaching the  
inner solar cavity).
4.  $\approx 100$  MeV/n : Galactic cosmic rays observable at earth.

Measurements of astrophysical interest in the range 10 - 150 MeV/n.

Measurement	Astrophysical interest
Spallation $\sigma$ , on H and He <sup>4</sup> targets, of He <sup>4</sup> , C; N, O, Ne, Hg, Si, Fe leading to the formation of D, T, He <sup>3</sup> , Li, Be, B, N, F, Na, Al, and all elements between P to Mn.	- Possibly low energy galactic cosmic ray propagation, - Solar particle studies, - Flare stars studies, - Spallative nucleosynthesis of Li, Be, B, V <sup>50</sup>
He <sup>4</sup> + He <sup>4</sup> $\rightarrow$ Li <sup>6,7</sup>	- Li <sup>6,7</sup> nucleosynthesis
$\sigma$ formation of rare gases(Xe) by spallation and fission	- Cosmochronology Irradiation history of meteorites
Probability of incomplete ionization in H target = f(E, Z)	- Mean density of medium traversed by particles. Their age <sup>(x)</sup>

(x) - Raisbeck and Yion, Phys. Rev. 4A, 1858 (1971); Yion and Raisbeck, Astrophysical Letters 7, 129 (1970).

POSSIBILITA' DI ACCELERARE IONI PESANTI CON IL SINCROTRONE SC2 DEL CERN E  
RELATIVE PROSPETTIVE DI RICERCA. -

T. Bressani

Istituto di Fisica Superiore dell'Università, I 10125 Torino e Istituto Nazionale di Fisica Nucleare  
Sezione di Torino.

1. - INTRODUZIONE. -

Entro la fine del 1974 inizierà a funzionare presso i Laboratori del CERN la versione migliorata del Sincrotrone da 600 MeV (SC2). L'arresto della versione originaria (SC1), in esercizio dal 1957, ed il conseguente inizio dei lavori necessari ad eseguire le modifiche previste, sono avvenuti nel maggio 1973. Il programma di miglioramento prevede un aumento dell'intensità del fascio interno (da  $1,5 \mu\text{A}$  a  $10 \mu\text{A}$ ) ed una maggiore efficienza del sistema di estrazione del fascio. Si dovrebbe così ottenere un aumento di un fattore 20 dell'intensità del fascio estratto (da  $5 \times 10^{11}$  p.p.s. a  $10^{13}$  p.p.s.)<sup>(1)</sup>.

L'aumento dell'intensità del fascio interno viene realizzato mediante un incremento del numero dei cicli di accelerazione al secondo (da 54,1 Hz a 466 Hz) ed una conseguente riduzione del tempo di accelerazione (da 8,5 ms a 1,3 ms). E' stato quindi necessario riprogettare e ricostruire il sistema di radiofrequenza ed in particolare il condensatore variabile. Il condensatore a diapason dell'SC1 verrà di conseguenza sostituito da un condensatore rotante (ROTCO). Nel ROTCO la variazione di capacità che permette di mantenere la frequenza del campo elettrico acceleratore ai D in sincronismo con la frequenza di rivoluzione orbitale dei protoni viene attuata mediante un'opportuna sagomatura delle palette del rotore e dello statore. La realizzazione del ROTCO ha richiesto un lungo lavoro di progettazione e soprattutto di esecuzione, a causa delle caratteristiche estremamente spinte. Le difficoltà di messa a punto di questa apparecchiatura hanno purtroppo ritardato notevolmente (circa due anni) l'inizio dei lavori di miglioramento.

Allo stato attuale le ricerche programmate presso l'SC2 sono una logica continuazione di quelle eseguite negli anni passati con l'SC1. Si prevede quindi l'utilizzazione dei fasci di mesoni  $\pi$  e  $\mu$  ottenuti dalla targhetta interna o da quella esterna sul fascio estratto per esperimenti di fisica del nucleo e di particelle elementari con tecniche di contatori. L'attualità e lo interesse di questo tipo di misure sono documentati dal fatto che sono recentemente entrate in funzione tre "meson factories" (LAMPF, SIN e TRIUMF) cioè macchine espressamente costruite per eseguire esperimenti di fisica ad energie intermedie. Il fascio estratto di protoni dello SC2 verrà usato estensivamente per il funzionamento dell'attrezzatura ISOLDE 2, di cui si parlerà in seguito.

Molto recentemente è stata pure presa in considerazione la possibilità di accelerare ioni pesanti con l'SC2, tenendo conto del crescente interesse suscitato dalla problematica della fisica con ioni pesanti ad energie intermedie ( $\sim 100$  MeV/nucleone).

2. - POSSIBILITA' DI ACCELERARE IONI PESANTI CON L'SC2. -

Si possono essenzialmente scegliere due alternative per accelerare ioni pesanti con un

sincrociclotrone:

- a) iniezione esterna del fascio di ioni, già accelerato ad energie di almeno 1 MeV/nucleone mediante un'altra macchina (Van de Graaf, Linac, Ciclotrone). Il sincrociclotrone è quindi usato come secondo stadio di accelerazione;
- b) iniezione interna, per cui si ha un solo stadio di accelerazione.

L'alternativa a) sarebbe senz'altro preferibile perchè permetterebbe di ottenere intensità maggiori, ma comporterebbe una modifica globale di tutta la macchina (magnete, D, canale d'estrazione, radiofrequenza). Bisognerebbe in pratica costruire un nuovo acceleratore. Tenuto conto di quanto detto nell'introduzione, e cioè che l'SC2 per protoni non è ancora entrato in funzione, l'alternativa a) non è stata presa in considerazione.

L'alternativa b) permette invece di lasciare inalterata buona parte dei componenti dell'SC2 (magnete, D e canale d'estrazione), modificando in maniera non sostanziale il sistema di radiofrequenza. Si dovrebbe evidentemente cambiare la sorgente di ioni. L'SC2 sarebbe così sempre in grado di accelerare protoni e potrebbero quindi coesistere presso la stessa macchina esperimenti sia con fasci di mesoni  $\pi$  e  $\mu$  sia con fasci di ioni.

Nell'ambito dell'alternativa b) sono stati calcolati<sup>(2)</sup> i valori delle energie cinetiche ottenibili per diversi tipi di ioni. Essi sono riportati nella Tabella I, unitamente ai valori

TABELLA I - Valori della radiofrequenza all'inizio ed alla fine di un ciclo di accelerazione, dell'energia cinetica, dell'energia cinetica per nucleone e dell'intensità del fascio per diversi tipi di ioni accelerabili con l'SC2.

Tipo di ione	Frequenza all'inizio del ciclo R=0 (MHz)	Frequenza alla fine del ciclo R=2,25 m (MHz)	Energia cinetica (MeV)	Energia cinetica per nucl. $\epsilon$ (MeV/A)	Intensità (p. p. s.)
${}^1_1\text{H}^+$	30,6	16,6	600	600	$10^{13}$
${}^2_1\text{H}^+$	15	11,5	363	181,5	$10^{13}$
${}^3_2\text{He}^{2+}$	20,1	13,9	914	305,4	$> 10^{12}$
${}^4_2\text{He}^{2+}$	15,1	11,6	729	183,7	$> 10^{12}$
${}^6_3\text{Li}^{2+}$	10,1	8,5	512	85,4	$> 10^{10}$
${}^{12}_6\text{C}^{4+}$	10,1	8,5	1022	85,8	$> 10^{10}$
${}^{14}_7\text{N}^{5+}$	10,8	8,5	1277	97,9	$> 10^{10}$
${}^{16}_8\text{O}^{6+}$	11,3	9,4	1706	107,5	$> 10^{10}$
${}^{20}_{10}\text{Ne}^{6+}$	9,1	7,8	1391	70,1	$> 10^{10}$

della radiofrequenza all'inizio del ciclo di accelerazione (ioni al centro del magnete) ed alla fine del ciclo stesso (ioni in un'orbita di raggio  $R=2,25$  m, corrispondente al canale di estrazione). I valori delle intensità per  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{He}$  e  ${}^4_2\text{He}$  sono stati valutati dallo scrivente in base alle caratteristiche della macchina e delle sorgenti di ioni. E' evidente che per accelerare ioni pesanti con l'SC2, è necessario diminuire tanto il valore assoluto della radiofrequenza quanto il rapporto  $f_{\max}(R=0)/f_{\min}(R=2,25 \text{ m})$  rispetto ai valori relativi all'accelerazione di protoni.

Hohbach<sup>(3)</sup> ha proposto una semplice soluzione, limitata alla accelerazione di  ${}^2_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{He}$  e  ${}^4_2\text{He}$ . Il valore assoluto della radiofrequenza può venire diminuito mediante l'inserzione di una linea costituita da tre tubi coassiali di lunghezza opportuna fra il cono di raccordo del ROTCO ed il D. Aumentando così la lunghezza della cavità risonante (a mezza lunghezza d'onda), viene diminuita la frequenza propria di risonanza. Il rapporto  $f_{\max}/f_{\min}$  può venire diminuito mediante l'inserzione di un condensatore in parallelo al ROTCO. La variazione tra  $f_{\max}$  e  $f_{\min}$  rimane peraltro fissata dalla sagomatura delle palette del ROTCO, calcolata per l'accelerazione dei protoni e non certo per l'accelerazione di altri tipi di ioni. E' peraltro possibile trovare un programma di accelerazione valido anche per altre particelle sfruttando la modulazione in ampiezza dell'oscillatore che eccita il D, prevista già nel progetto originario dell'SC2. In conclusione, non sembra che vi siano grosse difficoltà di principio per accelerare ioni con  $Z \leq 2$ .

L'accelerazione di ioni di carica maggiore è resa più difficile dal fatto che, con l'aumento di  $Z$ , diventano sempre più marcate le perdite di fascio dovute a reazioni di scambio di carica con gli atomi del gas residuo. Tali perdite si verificano soprattutto nella prima parte del ciclo di accelerazione, quando la velocità degli ioni è piccola. Nell'SC2 tale circostanza è peggiorata dal fatto che all'inizio del ciclo il guadagno di energia sincrona per giro è notevolmente minore del guadagno massimo possibile, e questo onde permettere ad un maggior numero di particelle emesse dalla sorgente di essere catturate in orbite stabili. Si potrebbe quindi pensare di modificare il programma di accelerazione per ioni pesanti e fare guadagnare ad essi la massima energia possibile per giro già all'inizio del ciclo. Diminuirebbero così le perdite di fascio dovute a collisioni con il gas residuo, ma sarebbe pure ridotta l'intensità del fascio catturato in orbite stabili alla sorgente. Giannini e Mandrillon<sup>(4)</sup> hanno iniziato molto recentemente uno studio dettagliato del problema. L'effetto della pressione del gas residuo e del diverso programma di accelerazione sul coefficiente di trasmissione del fascio è chiaramente dimostrato dalla Tabella II. Si otterrebbe un grande aumento del fascio accelerato diminuendo la pressione da  $3 \times 10^{-6}$  Torr (valore attuale dell'SC2) a  $1 \times 10^{-6}$  Torr. Gli autori stanno cercando di trovare il compromesso migliore, avendo come obiettivo minimo la accelerazione di un fascio di intensità superiore a  $10^{10}$  p. p. s. La soluzione che prevede il cambiamento del programma di radiofrequenza con conseguente riduzione del tempo di accelerazione potrebbe peraltro comportare la necessità di modificare il sistema di estrazione del fascio. Per quanto riguarda infine la risoluzione energetica dei fasci di ioni pesanti, si può ritenere che essa sia dell'ordine di grandezza di quella per protoni, e cioè  $\sim 0,1\%$ .

TABELLA II - Valori del coefficiente di trasmissione per ioni  ${}^{12}_6\text{C}^{4+}$  e  ${}^{14}_7\text{N}^{5+}$  in funzione della pressione del gas residuo e per due diversi programmi di accelerazione (programma 1 - accelerazione normale; programma 2 - accelerazione rapida).

Pressione (Torr)	Coefficiente di trasmissione			
	Programma di frequenza 1		Programma di frequenza 2	
	${}^{12}_6\text{C}^{4+}$	${}^{14}_7\text{N}^{5+}$	${}^{12}_6\text{C}^{4+}$	${}^{14}_7\text{N}^{5+}$
$3 \times 10^{-6}$	$1,5 \times 10^{-5}$	$7,5 \times 10^{-7}$	$1,3 \times 10^{-3}$	$2,1 \times 10^{-4}$
$2 \times 10^{-6}$	$6,1 \times 10^{-4}$	$8,2 \times 10^{-5}$	$1,1 \times 10^{-2}$	$3,5 \times 10^{-3}$
$1 \times 10^{-6}$	$2,4 \times 10^{-2}$	$9,1 \times 10^{-3}$	$1,1 \times 10^{-1}$	$5,9 \times 10^{-2}$

Da quanto esposto risulta evidente che i fasci di ioni ottenibili con l'SC2 non potranno mai competere con quelli previsti per le macchine del progetto GANIL o N.H.L (Oak Ridge). Queste sono state espressamente progettate per l'accelerazione di ioni pesanti, e forniranno fasci la cui intensità sarà di due o tre ordini di grandezza superiore. Esse entreranno, peraltro in funzione dopo il 1980 e gli esperimenti di prima generazione potrebbero quindi essere eseguiti con la macchina del CERN.

### 3. - PROSPETTIVE DI RICERCA CON I FASCI DI IONI PESANTI DELL'SC2. -

Nella Fig. 1 sono riportati in funzione del numero atomico Z dello ione accelerato, i

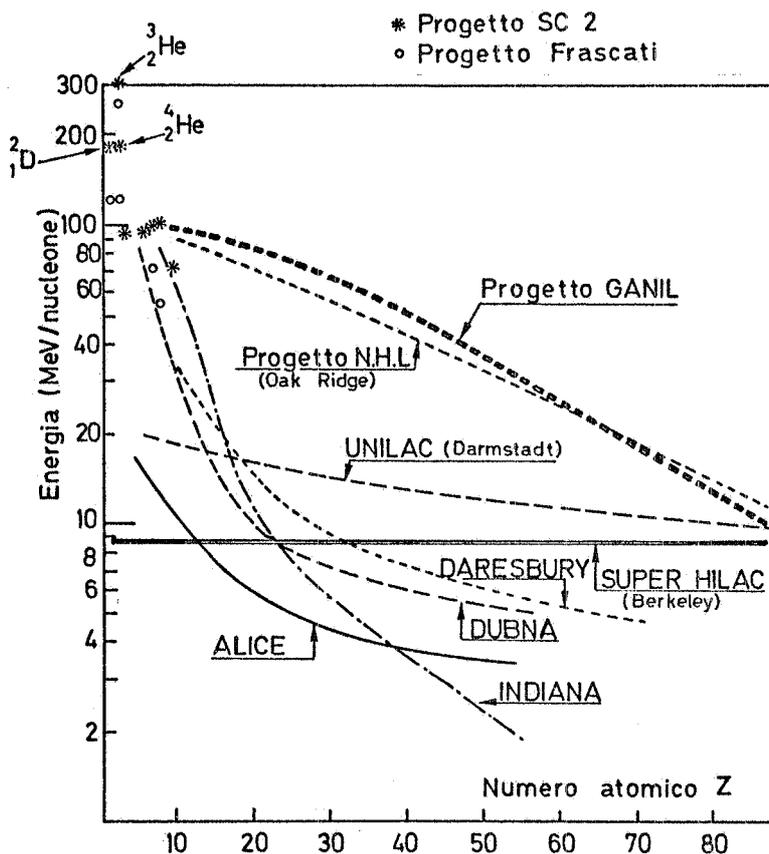


FIG. 1 - Energia per nucleone in funzione del numero atomico Z, e per gli stati di carica indicati nella Tabella I, ottenibile con i progetti SC 2 e Frascati. A titolo di paragone sono riportati i valori relativi ad altre macchine in esercizio od in progetto, tratti dal rapporto GANIL.

valori dell'energia cinetica per nucleone  $\epsilon$  (MeV/A), tratti dalla Tabella I. Sono pure riportati i valori massimi previsti dal progetto di Brautti et al.<sup>(5)</sup> relativo alla conversione dell'Elettrosincrotrone di Frascati ad acceleratore di ioni pesanti. A scopo di paragone sono state pure riportate le curve relative ad altre macchine in esercizio o in progetto, tratte dal rapporto GANIL. Mancano i valori del Bevalac molto superiori a quelli tipici dell'SC2. Dal grafico risulta evidente la regione in cui l'SC2 è una macchina competitiva: ioni a basso numero atomico accelerati ad energie per cui  $\epsilon \sim 100$  MeV/A. Per  $Z \leq 2$  nessuna delle macchine progettate può fornire fasci con  $\epsilon$  paragonabile; per  $Z > 2$  le macchine dei progetti GANIL ed N.H.L. forniscono fasci ad simile ma intensità molto maggiore (dopo il 1980 però). Esaminiamo ora alcune delle linee di ricerca che si possono individuare in questa particolare regione e possono quindi essere mandate avanti all'SC2.

#### I. Cattura radiativa di ioni leggeri da nuclei leggeri. -

Fabbi et al.<sup>(6)</sup> hanno proposto di studiare la reazione:



indotta da deutoni di 360 MeV. Il paragone delle sezioni d'urto differenziali per la reazione (1) con quelle relative alla reazione inversa:



indotta da fotoni di energia corrispondente alla stessa energia nel sistema del centro di massa della (1), può evidenziare eventuali violazioni dell'invarianza per inversione temporale. E' necessario eseguire in parallelo una misura della reazione (2) presso un acceleratore di elettroni, con la stessa precisione. Misure relative alle reazioni (1) e (2) furono già eseguite parecchi anni fa<sup>(7,8,9)</sup> rivelando una sola particella,  ${}^4_2\text{He}$ , nello stato finale. Tali esperimenti sono a bassa statistica ed in contrasto reciproco; risulta quindi evidente l'importanza di eseguire un esperimento di buona qualità rivelando in coincidenza ambedue le particelle emesse. Bisogna ricordare che la reazione (1) è dominata da transizioni di quadrupolo elettrico o multipolarità di ordine superiore, mentre altre reazioni esaminate allo scopo di evidenziare eventuali violazioni di T erano dominate da transizioni di dipolo elettrico o magnetico<sup>(10)</sup>. Come sottoprodotto è pure possibile ottenere un limite superiore per la sezione d'urto della reazione:



proibita per conservazione dell'isospin, e quindi un limite superiore per un'eventuale violazione di questa regola di selezione.

E' evidente che le tecniche ed apparecchiature sperimentali messe a punto ed utilizzate per lo studio della (1) possono essere usate per lo studio generalizzato delle reazioni a due corpi:



con a e b nuclei leggeri, alle energie tipiche dell'SC2. Dalla analisi della distribuzione angolare dei fotoni emessi nella (4) è possibile ottenere informazioni dettagliate sulla struttura delle funzioni d'onda del nucleo prodotto c, soprattutto ad alti momenti trasferiti<sup>(11)</sup>. Una limitazione all'uso della tecnica della coincidenza per lo studio della (4) deriva dalle difficoltà di poter rivelare il nucleo prodotto c all'aumentare del suo numero di massa (targhette molto sottili). Una maniera per ovviare a tali difficoltà sarebbe quella di misurare energia e direzione del fotone emesso, determinando quindi in maniera univoca l'energia totale dell'altro prodotto della reazione. Potrebbero così essere studiati anche stati eccitati di c, mentre le misure in coincidenza possono dare informazioni solo relativamente allo stato fondamentale. Con le tecniche attuali è possibile costruire uno spettrometro a coppie del tipo Berkeley<sup>(12)</sup> in grado di misurare l'energia di fotoni da varie centinaia di MeV con una risoluzione dell'1% ed una efficienza di  $\sim 10^{-3}$ .

## II. Compressibilità della materia nucleare e relative onde d'urto. -

L'importanza di questi fenomeni è stata recentemente puntualizzata da Bondorf<sup>(13)</sup>. Quando si esaminano reazioni indotte da ioni ad  $\epsilon$  maggiore di 50 MeV/A, devono essere tenute ben presenti queste due proprietà:

- a) la velocità del moto relativo dei due nuclei nello stato iniziale è maggiore od uguale alla velocità dei nucleoni all'interno dei nuclei.
- b) la barriera Coulombiana è trascurabile.

Come conseguenza del primo punto si possono verificare effetti che aprono un nuovo campo di speculazione per la fisica del nucleo. La compressibilità della materia nucleare diviene un parametro importante nella descrizione di tali reazioni, e si possono verificare fenomeni di onde d'urto di compressione. Si possono distinguere due classi di onde elastiche nei nuclei, le onde superficiali e le onde di compressione. La velocità di propagazione delle prime è dell'ordine di 0,1 c, che corrisponde alla velocità di un nucleone di  $\sim 5$  MeV. La velocità di propagazione delle onde di compressione è dell'ordine di 0,3 c, e ciò equivale alla velocità di

un nucleone di  $\sim 50$  MeV. Se i proiettili che inducono le reazioni hanno velocità superiori ai valori citati, si può verificare il fenomeno delle onde d'urto. Da tale punto di vista si possono quindi dividere le reazioni indotte da ioni pesanti in tre categorie, come schematizzato in Fig. 2.

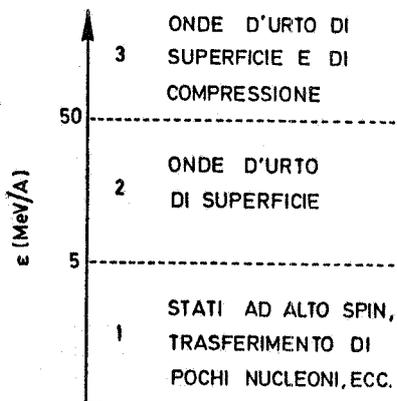


FIG. 2 - Classificazione delle reazioni indotte da ioni pesanti dal punto di vista delle onde di urto nella materia nucleare.

Nella regione 1 la velocità del proiettile non può produrre onde d'urto. Questa regione è stata studiata abbastanza in dettaglio con le macchine esistenti. E' possibile eseguire misure spettroscopiche, e si sono ricavate quindi importanti informazioni relative agli stati a grande momento angolare ed alle reazioni con trasferimento di pochi nucleoni.

Non esistono molti esperimenti nella regione 2, dove possono verificarsi onde d'urto di superficie. Non è stato possibile eseguire studi spettroscopici a causa della limitata risoluzione energetica dei fasci esistenti e sono state quindi misurate distribuzioni spettrali continue. Si possono individuare due tipi di reazioni predominanti: di fusione e di frizione che possono essere distinte dall'analisi delle distribuzioni angolari e di massa. Non è comunque stato chiarito per ora il meccanismo della reazione e non sono state eseguite misure di molteplicità delle particelle emesse.

Esistono scarsissime informazioni sperimentali per la regione 3, dove possono coesistere le onde di superficie e di compressione. Ci si può aspettare che, a causa dell'elevata energia del proiettile, predominino le reazioni a molte particelle. La distribuzione angolare dei prodotti della reazione potrebbe fornire informazioni relative alla materia nucleare fortemente compressa durante l'onda d'urto. In analogia a quanto avviene in altre situazioni fisiche di onde d'urto, i prodotti della reazione potrebbero essere emessi entro un cono la cui apertura sarebbe legata al rapporto tra la velocità delle onde superficiali o di compressione nel nucleo e la velocità del proiettile.

### III. Produzione collettiva di mesoni. -

Esaminiamo ad esempio la reazione



indotta da deutoni di 360 MeV. Essa è cinematicamente permessa, ma la descrizione del meccanismo di produzione dei mesoni  $\pi$  non può essere quella abituale, basata su collisioni singole nucleone - nucleone. Nel caso illustrato i nucleoni del deutone incidente hanno un'energia di 180 MeV, inferiore alla soglia di produzione di  $\pi$  da reazioni nucleone - nucleone. Ambedue i nucleoni incidenti contribuiscono quindi alla produzione di  $\pi$ . Analoghe considerazioni si possono fare per proiettili più pesanti, come ad esempio:



indotte da ioni di  ${}^{16}_8\text{O}$  da  $\sim 1700$  MeV ( $\sim 107$  MeV/A).

Per tali energie incidenti diventa pure possibile la produzione di mesoni K:



In pratica è estremamente improbabile che avvengano le reazioni a due corpi del tipo (5), (6) e (7), perchè il momento trasferito al nucleo (o ipernucleo) prodotto è molto elevato. La situazione è illustrata dalla Fig. 3 dove sono riportate, a titolo di esempio, le cinematiche per la reazione (5), che è un caso relativamente favorevole, e per la reazione (7), che è invece un caso molto sfavorevole. E' logico quindi aspettarsi reazioni a più corpi nello stato finale. Il problema di questa produzione "collettiva" di mesoni da parte del nucleo incidente è quindi molto interessante. Si è preferita la dizione "collettiva" a "coerente" in quanto nelle reazioni citate vengono a mancare i requisiti tipici delle reazioni coerenti, e cioè  $qR \ll 1$  ed eguaglianza dei numeri di massa del nucleo bersaglio e del nucleo prodotto.

L'informazione sperimentale relativa alle reazioni suddette è quanto mai carente. Esistono alcune misure relative alla produzione di  $\pi^0$  da parte di  ${}^3_2\text{He}$  di 200 MeV su nuclei di  ${}^{12}\text{C}$  e  ${}^{208}\text{Pb}$  eseguite presso il Ciclotrone dell'Università del Maryland<sup>(14)</sup>. Non esistono, a conoscenza dello scrivente, calcoli o modelli teorici per tali reazioni. Un semplice modello statistico potrebbe forse fornire una prima indicazione dell'ordine di grandezza delle sezioni d'urto.

#### IV. Diffusione elastica e quasi-elastica di ioni da nuclei. -

La misura di fisica nucleare più semplice, in linea di principio, che si possa pensare di eseguire con i fasci di ioni dell'SC2 è quella relativa alla diffusione elastica ed anelastica. Esistono moltissimi esperimenti eseguiti con fasci di bassa energia, e sono ben noti i risultati e le relative informazioni concernenti il modello ottico del nucleo e le proprietà degli stati eccitati nucleari. Sarebbe quindi di notevole interesse avere a disposizione un insieme di dati ad energie maggiori di circa un ordine di grandezza. Più importanti ancora sono le misure di diffusione quasi-elastica, ad es.  $(\alpha, 2\alpha)$ , che permettono di evidenziare le sottostrutture (clusters) nucleari, e per le quali è utile disporre di proiettili d'elevata energia. In tali condizioni sono infatti meno importanti gli effetti delle interazioni nello stato finale ed è quindi possibile studiare regioni più interne del nucleo. Si potrebbero infine studiare ad energie più elevate tutte le reazioni di stripping, pick-up e trasferimento di pochi nucleoni indotte finora a fasci di ioni prodotti da Ciclotroni od acceleratori elettrostatici.

Esistono peraltro due argomenti che inducono ad una certa perplessità nei riguarda di questa linea di ricerca all'SC 2. Il primo, di carattere pratico, consiste nella necessità di disporre di uno spettrometro ad altissimo potere risolutivo per poter effettuare misure significative. Il costo di tale spettrometro, in questa regione di energie, è notevolmente elevato. Il secondo argomento, di natura scientifica, è che la macchina del CERN può fornire soltanto fasci ad energia fissa e non si possono quindi ricavare per le reazioni sopra menzionate le funzioni di eccitazione, la cui conoscenza è indispensabile per la comprensione dei meccanismi di reazione.

#### V. Produzione di isotopi instabili rari. -

In concomitanza con il programma di modifiche del Sincrociclotrone è stato eseguito un notevole miglioramento del separatore isotopico in linea (ISOLDE 2). A causa dell'aumento di intensità del fascio estratto si è resa necessaria la ricostruzione delle schermature del precedente separatore (ISOLDE 1), e si è approfittato di tale interruzione per eseguire sostanziali modifiche e migliorie dell'attrezzatura stessa, in particolare, mediante un complicato sistema di ottica elettronica, sarà possibile fornire contemporaneamente fasci di isotopi instabili selezionati a tre utilizzatori. Il programma sperimentale di ISOLDE 2, molto vasto ed articolato, è concentrato sullo studio dei nuclei molto lontani dalla curva di stabilità. Verranno soprattutto esaminati nuclei con difetto di neutroni; per essi si effettueranno:

- a) misure di spin e momenti magnetici nucleari con il metodo del pompaggio ottico,
- b) determinazioni precise di massa mediante un secondo spettrografo di elevatissimo potere risolutivo,
- c) misure di vita media per decadimento  $\alpha$  ed emissione di protoni,
- d) misure relative al decadimento radioattivo ritardato (cioè susseguente ad un decadimento  $\beta$ ),

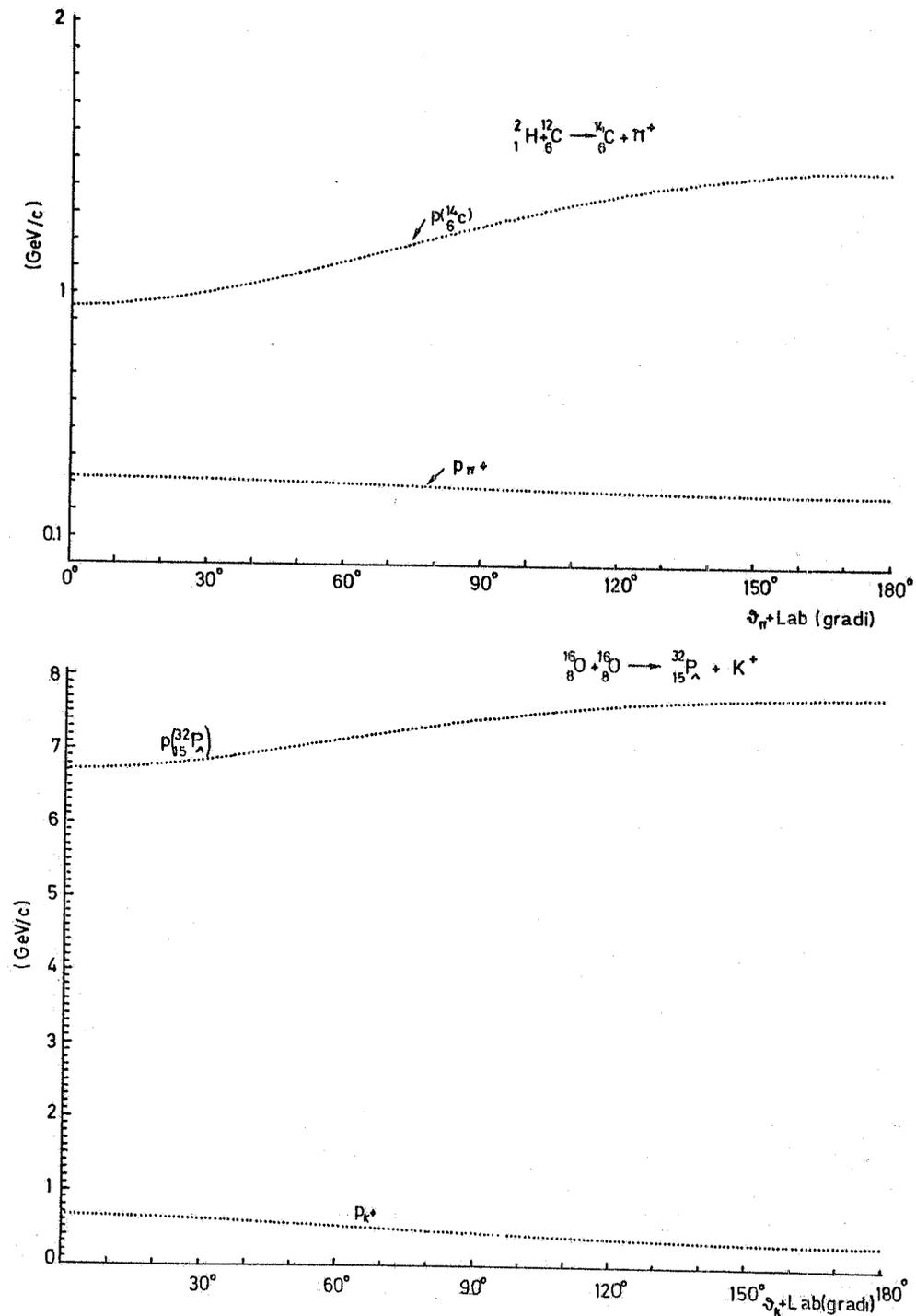


FIG. 3 - Cinematica delle reazioni  ${}^2_1\text{H} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + \pi^+$  indotta da  ${}^2_1\text{H}$  di 360 MeV e  ${}^{16}_8\text{O} + {}^{16}_8\text{O} \rightarrow {}^{32}_{15}\text{P} + \text{K}^+$  indotta da ioni  ${}^{16}_8\text{O}$  di 1700 MeV. Le quantità di moto e gli angoli si riferiscono al sistema del laboratorio.

e) studi spettroscopici di stati eccitati.

E' infine prevista la separazione quantitativa ( $\sim 0.1 \mu\text{g}/\text{giorno}$ ) di nuclidi con vita media relativamente lunga ( $\sim 1$  giorno) ed il loro successivo utilizzo come targhette per particelle in reazioni nucleari.

I nuclidi instabili separati ed analizzati mediante ISOLDE 2 verranno prodotti da reazioni di frammentazione dei nuclei della targhetta del separatore isotopico indotte dai protoni di 600 MeV. L'utilizzazione di fasci di ioni pesanti potrebbe ampliare enormemente lo spettro di massa dei nuclidi prodotti e quindi la potenzialità di ISOLDE 2. Supponendo, ad esempio, di usare un fascio di  $^3_2\text{He}$  di 914 MeV<sup>(15)</sup>, ci si può aspettare che la maggiore energia cinetica fornita al bersaglio da proiettili di velocità minore dei protoni di 600 MeV sposti l'intero spettro di massa dei prodotti della reazione ancora più lontano dalla linea di stabilità. L'uso di  $^3_2\text{He}$  sembra il più promettente perchè questo è lo ione per cui il rapporto  $Z/A$  è massimo, ma non è escluso che altri tipi di ioni d'energia cinetica maggiore ( $^{16}_8\text{O}$  di 1706 MeV) possano rivelarsi utili a produrre isotopi instabili rari.

#### 4. - CONSIDERAZIONI FINALI E PARAGONE CON LE PROSPETTIVE OFFERTE DALLA MACCHINA DI FRASCATI. -

Da quanto esposto nel precedente paragrafo appare chiaro che un programma di ricerca con ioni pesanti all'SC 2 sarebbe di notevole interesse e del tutto competitivo, almeno fino al 1980. Dopo tale data le macchine dei progetti GANIL e N.H.L. sarebbero in grado di fornire fasci di energia equivalente, ma con intensità molto maggiori. La limitazione maggiore del progetto SC 2 è peraltro costituita dal fatto che questa macchina può accelerare soltanto fasci ad energia fissa. Questa circostanza è inessenziale per la linea di ricerca V (produzione di isotopi), non molto grave per le esperienze di prima generazione della linea II (compressibilità nucleare) e III (produzione collettiva di mesoni), abbastanza pesante per la linea I (cattura radiativa di ioni leggeri da nuclei leggeri) e proibitiva per la linea IV (reazioni nucleari).

Il progetto di conversione dell'Elettrosincrotrone di Frascati prevede di ottenere fasci di ioni con  $\epsilon(\text{MeV}/A)$  leggermente inferiore a quelli dell'SC 2, come visibile in Fig. 1. Tenuto conto che le esperienze di prima (e forse seconda) generazione non necessitano di intensità di fascio molto elevate, tutte le linee di ricerca I-IV potrebbero venire sviluppate presso la macchina di Frascati e fornire risultati di qualità molto superiore a quelli ottenibili con il Sincrociclotrone del CERN proprio in virtù dell'energia variabile. Mediante esperimenti della linea I sarebbe così possibile osservare gli effetti legati alla produzione della risonanza  $\Delta(1236)$  nei nuclei, in quelli delle linee II e III si potrebbero isolare ed individuare meglio i diversi meccanismi di reazione e per gli esperimenti della linea IV cadrebbe la pregiudiziale di merito scientifico esposta in precedenza.

Anche per la macchina di Frascati vale il discorso fatto per l'SC 2 a proposito della concorrenza da altri acceleratori, da aspettarsi dopo il 1980. Prima di tale data l'acceleratore di Frascati potrebbe essere il più versatile, e forse l'unico al mondo (date le incertezze relative al progetto SC 2) nel dominio di energia considerato.

#### BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - Synchro-cyclotron of 600 MeV - Documento CERN/P10 74-1 (1974).
- (2) - R. Giannini e P. Mandrillon, Rapporto non pubblicato.
- (3) - R. Hohbach, rapporto CERN MSC-73-2 (1973).
- (4) - R. Giannini e P. Mandrillon, Rapporto CERN PH III - 74/25 (1974).
- (5) - G. Brautti, Rapporto interno dell'Università di Bari (1972); e questi Rendiconti.
- (6) - F.L. Fabbri, P. Picozza, C. Schaerf, F. Calligaris e C. Cernigoi, Rapporto CERN PH III - 71/8 (1971).
- (7) - Y.K. Akimov, O.V. Savchenko e L.M. Soroko, Sov. JETP 14, 512 (1962).
- (8) - J.A. Poirier e M. Pripstein, Phys. Rev. 130, 1171 (1963).
- (9) - J.G. Asbury e F.J. Loeffler, Phys. Rev. B137, 1214 (1965).
- (10) - B.L. Schrock, J.K. Detoef, R.P. Haddoc, J.A. Helland, M.J. Longo, K.K. Young, S.S.

- Wilson, D. Cheng, J. Sperinde e V. Perez-Mendez in High Energy Phys. and Nuclear Structure, ed. S. Devons, Plenum Press (N. Y.), 727 (1970).
- (11) - D. Bachelier, M. Bernas, I. Brissaud, C. Detraz, J. P. Didelez, H. Langevin-Joliot, J. Lee e P. Radvanyi, Phys. Letters 21, 697 (1966).
- (12) - J. A. Bistirlich, K. M. Crowe, A. S. L. Parsons, P. Skarek e P. Trillo, Phys. Rev. 5C, 1867 (1972).
- (13) - J. P. Bondorf, Relazione su invito presentata al PH III Meeting del 25/3/1974 (CERN).
- (14) - N. S. Wall, J. N. Craing, R. E. Berg, D. Azrow and H. D. Holmgren, Proc. V Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nuclear Structure, Uppsala, 1973, p. 105 (1973).
- (15) - O. B. Nielsen, Rapporto CERN PHIII - 74/16 (1974).

PROGRAMMI DI FISICA NUCLEARE CON FASCI DI IONI PESANTI. PROPOSTA DI UN ACCELERATORE TANDEM PRESSO I LABORATORI NAZIONALI DI LEGNARO. -

R. A. Ricci

Laboratori Nazionali di Legnaro INFN e Università di Padova.

1. - INTRODUZIONE. -

Ritengo opportuno premettere un sommario delle possibilità offerte dalla utilizzazione di fasci di ioni medi e pesanti ( $A \geq 6$ ) e delle richieste ottimali che si possono stimare sulla base di un programma di ricerche a largo spettro nell'ambito dello studio della struttura dei nuclei e dei fenomeni di interazione fra sistemi complessi di nucleoni.

Vi sono numerose caratteristiche fisiche che differenziano le reazioni fra ioni pesanti da quelle indotte da proiettili leggeri:

- a) Il nucleo proiettile trasporta una grande carica elettrica  $\rightarrow$  il fenomeno dell'eccitazione Coulombiana e gli effetti di distorsione diventano importanti.
- b) Un grande numero di nucleoni possono essere scambiati fra proiettile e bersaglio  $\rightarrow$  si possono produrre stati eccitati non usuali e nuove specie nucleari.
- c) I parametri d'urto in gioco sono grandi e quindi intervengono anche momenti angolari elevati  $\rightarrow$  si possono formare stati eccitati con spin elevato.
- d) Grandi quantità di moto possono essere coinvolte  $\rightarrow$  le velocità dei nuclei residui possono essere elevate e alcune tecniche particolari di rivelazione possono essere vantaggiosamente applicate.
- e) Il libero cammino medio dei proiettili pesanti è molto corto nella materia nucleare  $\rightarrow$  i fenomeni di superficie sono esaltati.
- f) La lunghezza d'onda nel canale d'entrata è relativamente piccola  $\rightarrow$  si può ricorrere a trattazioni semiclassiche dei processi d'urto.
- g) Sia il proiettile che il bersaglio possono eccitarsi in uscita  $\rightarrow$  si possono presentare situazioni piuttosto complesse nel canale d'uscita.
- h) I nucleoni trasferiti non si trovano in generale in uno stato con momento orbitale nullo nel nucleo-proiettile  $\rightarrow$  interessanti sottostrutture a pochi nucleoni possono sussistere ed essere messe in evidenza nel nucleo residuo formatosi in seguito alla cattura dei nucleoni.

Le esperienze che si possono compiere con fasci di ioni pesanti hanno come scopo di conoscere come questi nuclei interagiscono fra di loro, come si possono formare nuovi sistemi nucleari e come questi ultimi possono decadere (informazioni sui meccanismi di interazione e sulla dinamica dei moti nucleari). Essi costituiscono inoltre una sempre più rilevante sorgente di informazioni sulla struttura dei nuclei (configurazioni possibili, energia di eccitazione per ciascuno stato, momento angolare intrinseco, parità, isospin, larghezza di decadimento, momenti elettrici e magnetici) e sulle proprietà di insieme dei nuclei o in generale della materia nucleare (compressibilità, inerzia, superfluidità, deformazioni, viscosità). Questi aspetti dinamici sono estremamente importanti per la comprensione dei processi di fissione e fusione nucleare. Essi hanno pure una notevole rilevanza in astrofisica nello studio degli stadi più avanzati dell'evoluzione stellare.

Infine, tramite reazioni fra ioni pesanti si possono esplorare sia regioni nucleari molto lon

tane dalla linea di stabilità sia regioni situate al di là della regione transuranica (nuove specie nucleari, nuclei esotici, nuclei superpesanti).

Poichè questi ultimi aspetti costituiscono una tematica di interesse meno evidente per la struttura dei nuclei e, comunque, comportano piani di sviluppo e sforzi tecnologici oltre che disponibilità strumentali di grandissimo impegno (cfr. progetti di Darmstadt e Ganil) non sono considerati nell'ambito di uno sviluppo a breve termine dei Laboratori Nazionali di Legnaro e non verranno da me considerati.

D'altra parte, le esemplificazioni e i dati cui farò riferimento corrispondono ad una impostazione del problema: acceleratore ottimale per fisica nucleare con ioni medi e pesanti soddisfacente al miglior compromesso relativo a tre parametri fondamentali:

- a) energia degli ioni accelerati (MeV/A);
- b) risoluzione energetica ( $\Delta E/E$ ) e qualità del fascio uscente;
- c) intensità (particelle al secondo analizzate).

## 2. - DINAMICA E PROCESSI D'INTERAZIONE. -

Un esempio tipico è dato dalla diffusione elastica, che fornisce le informazioni più semplici e basilari sul modo con cui interagiscono due ioni pesanti.

Alcune ambiguità sui potenziali ottici, che si incontrano anche nello studio della diffusione indotta da nucleoni sembrano diventare piuttosto serie nel caso degli ioni pesanti. Questo fatto contribuisce a far sorgere dei dubbi sul significato e sulla validità di una descrizione ottica della diffusione elastica fra ioni pesanti.

Nonostante il lavoro finora compiuto sia stato piuttosto frammentario e riguardi proiettili incidenti relativamente leggeri, sono già stati messi in evidenza alcuni fenomeni nuovi e inattesi, come la presenza di alcune larghe oscillazioni nella funzione d'eccitazione sopra la barriera coulombiana relativa ad alcuni nuclei leggeri. Queste oscillazioni potrebbero essere l'evidenza di una struttura quasi molecolare formata dai due nuclei interagenti legati insieme in un sistema metastabile, che non ha comunque la struttura di un nucleo composto. Lo studio di questo fenomeno può essere importante anche per la comprensione delle problematiche connesse con i processi di fissione nucleare. Forse questa struttura metastabile potrebbe rappresentare una fase significativa del processo inverso della fissione.

Un caso illustrativo è la reazione  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  (risultati ottenuti al Tandem MP della Yale University) la cui curva di eccitazione è riportata in Fig. 1 (energia di  $^{16}\text{O}$  nel centro di massa).

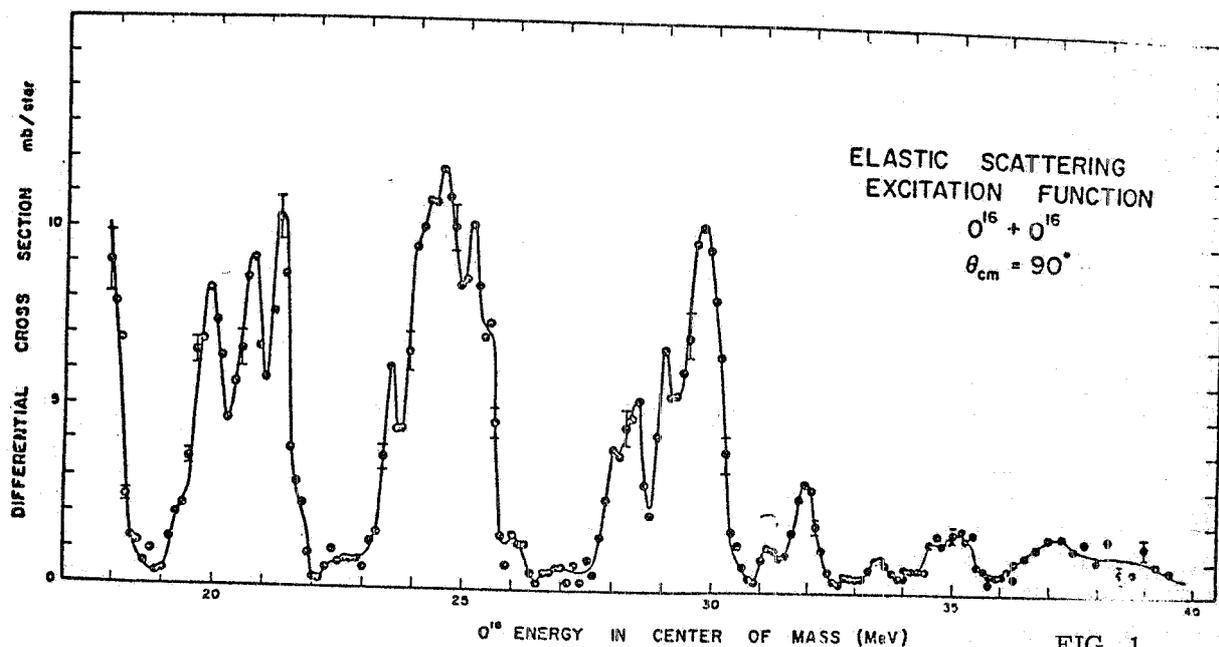


FIG. 1

Si riconosce la presenza di strutture fini corrispondenti a larghezze di circa 30 keV nell'ambito di strutture grosse di larghezza di 2-3 MeV. Risultati di questo tipo indicano la necessità per ulteriori indagini fini di risoluzioni dell'ordine di  $10^{-4}$  e di energia di  $\sim 3$  MeV/A.

Occorre far rilevare inoltre che, nel caso della diffusione elastica è necessario mettersi in condizioni di dominanza della diffusione nucleare rispetto a quella di Rutherford. Questo accade, come è noto, ad angoli per i quali  $\sigma_{\text{tot}}/\sigma_R \approx 1/4$  ( $\sigma_{\text{tot}} \equiv$  sezione di urto totale,  $\sigma_R \equiv$  sezione d'urto Rutherford).

All'angolo  $\theta_{1/4}$ , nel centro di massa, per cui ciò avviene si hanno valori corrispondenti dell'energia nel Laboratorio dello ione incidente per un dato nucleo bersaglio.

La Tabella I mostra per un angolo  $\theta_{1/4} = 60^\circ$  le energie a nucleone (MeV/A) per un certo numero di coppie proiettile-bersaglio. E' indicato il confine possibile per un acceleratore Tandem da 20 e 14 MV, in relazione alle prestazioni di queste macchine di cui parlerò in seguito.

TABELLA I

$E(\text{MeV/A})_{\text{Lab.}}$  per  $\theta_{1/4} = 60^\circ$  (c.m.);  $\sigma_{\text{el}}/\sigma_R = 1/4$

Bersaglio Ione	Ca	Ni	Zr	Sn	Yb	Pb	U
$^{16}\text{O}$	3.25	3.9	4.7	5.3	6.5	7.2	7.8
$^{28}\text{Si}$	3.65	4.2	4.85	5.35	6.6	7.2	7.8
$^{40}\text{Ca}$	4.08	4.5	5.1	5.55	6.65	7.3	7.8
$^{58}\text{Ni}$		4.9	5.3	5.67	6.7	7.2	7.7
$^{90}\text{Zr}$			5.48	5.7	6.6	6.9	7.4
$^{120}\text{Sn}$				5.9	6.6	6.9	7.2
$^{146}\text{Nd}$					6.8	7.1	7.4

----- → limite Tandem 14 MV  
 ————— → limite Tandem 20 MV

Un altro caso ormai classico è quello delle reazioni di trasferimento. A causa del corto cammino libero medio i fenomeni di superficie possono giocare un ruolo importante nel trasferimento di uno o più nucleoni da un nucleo pesante all'altro.

Al di sopra della barriera coulombiana la situazione è complicata poiché la reazione può procedere attraverso più stadi. Al contrario, in vicinanza della barriera, le particelle si muovono su traiettorie classiche e la reazione d'urto di trasferimento di  $n$  nucleoni è massima quando vi sia perfetto ricoprimento delle orbite dello stato finale e iniziale.

Tenendo conto del fatto che tale sezione d'urto è piccata all'angolo di contatto  $\theta_c$  per cui  $e_l$  comincia a deviare da  $\sigma_R$ , una ragionevole parametrizzazione fornita dal modello di Frahn e Venter mostra che si ottiene un valore ottimale per il  $Q$  di reazione dato da:

$$Q_{\text{ott.}} = - \left( 1 - \frac{Z_3 Z_4}{Z_1 Z_2} \right) E_{\text{c.m.}}$$

dove:  $Z_1$  e  $Z_3$  sono i numeri di carica dello ione proiettile e della particella uscente,  $Z_2$  e  $Z_4$  quelli del nucleo bersaglio e del nucleo finale,

$$E_{c.m.} = \frac{A_2}{A_1 + A_2} E_{lab}$$

Ciò indica che il trasferimento avviene con sezione d'urto tanto più grande quanto più  $Q$  è vicino a zero per nuclei bersaglio e proiettile di  $Z$  vicino.

Poichè nel trasferimento di un aggregato,  $Q = B_f - B_i$ , ossia la differenza fra l'energia di legame dell'aggregato rispettivamente nel nucleo finale e iniziale e per nuclei lontano dai numeri magici per  $A_1 \approx A_2$  e  $B_i \approx B_f$ , si vede lo interesse a produrre trasferimenti con ioni proiettile di massa e carica vicina a quelle del nucleo bersaglio.

Un esempio è fornito dal trasferimento di un aggregato  $\alpha$  (2 protoni e 2 neutroni) che è di notevole interesse nello studio degli stati cosiddetti a "quartetto" dei nuclei. Il trasferimento di un tale aggregato, poniamo, sul nucleo  $^{120}\text{Sn}$ , può avvenire mediante reazioni del tipo:

$$^{120}\text{Sn}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) \quad Q_{\text{ott}} = -16,2 \text{ MeV}; E(\theta_{1/4}) = 85 \text{ MeV}$$

$$^{120}\text{Sn}(^{40}\text{Ca}, ^{36}\text{Ar}) \quad Q_{\text{ott}} = -10,75 \text{ MeV}; E(\theta_{1/4}) = 220 \text{ MeV}$$

$$^{120}\text{Sn}(^{90}\text{Zr}, ^{86}\text{Sr}) \quad Q_{\text{ott}} = -3,6 \text{ MeV}; E(\theta_{1/4}) = 519 \text{ MeV}.$$

Come si vede, la reazione più favorevole che richiede ioni  $^{90}\text{Zr}$  necessita di una energia di 5.8 MeV/A, mentre, usando ioni  $^{40}\text{Ca}$  occorrono 5.5 MeV/A. Quest'ultima energia è alla portata di un Tandem da 20 MV (vedi Tabella II).

TABELLA II

Ione ↓	Bersaglio →								
	Ca	Ni	Zr	Sn	Yb	Pb	U	T 14	T 20
$^{16}\text{O}$	2.19	2.60	3.13	3.53	4.40	4.86	5.23	7	11
$^{28}\text{Si}$	2.45	2.79	3.24	3.59	4.40	4.82	5.17	5.5	8.5
$^{40}\text{Ca}$	2.72	3.01	3.40	3.71	4.46	4.86	5.19	4.2	7
$^{58}\text{Ni}$	3.01	3.24	3.53	3.78	4.45	4.80	5.10	3.3	5.1
$^{90}\text{Zr}$	3.4	3.53	3.6	3.84	4.38	4.66	4.9	2.3	4
$^{120}\text{Sn}$	3.7	3.78	3.84	3.92	4.38	4.61	4.81	2	3.1
$^{146}\text{Nd}$	4.1	4.12	4.11	4.15	4.56	4.76	4.94	1,5	3.3
$^{172}\text{Yb}$	4.46	4.45	4.38	4.38	4.76	4.93	5.10	1.2	1.9
$^{208}\text{Pb}$	4.86	4.80	4.66	4.61	4.93	5.07	5.21	1	1.6
$^{238}\text{U}$	5.19	5.10	4.90	4.81	5.10	5.21	5.33		1.4

(----- = confine per un Tandem da 14 MV)

(————— = confine per un Tandem da 20 MV)

Va ulteriormente notato che lo studio di trasferimento del tipo sopra indicato necessita anche di un'ottima risoluzione energetica al fine di separare i livelli prodotti che sono di alta eccitazione e quindi in zone di elevata densità.

Appare chiaro anche dai semplici esempi indicati che un parametro importante atto a defini

re un punto di riferimento per le energie degli ioni pesanti accelerati è la barriera coulombiana. Se ci si attiene ad uno schema classico, trascurando possibili distorsioni (che tuttavia esistono nell'urto fra due nuclei complessi e costituiscono un fenomeno e una materia di studio di per sè) si può calcolare tale barriera mediante la formula empirica (limite inferiore) :

$$E_{\text{lab}} = 1,44 \frac{A_1 + A_2}{A_2} \frac{Z_1 Z_2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \text{ MeV} \quad \text{per } \theta_{\text{c.m.}} = 180^\circ \quad (r_0 = 1,55 \text{ fm}),$$

che rappresenta l'energia che deve avere nel laboratorio uno ione ( $Z_1, A_1$ ) per raggiungere la barriera coulombiana del nucleo bersaglio ( $Z_2, A_2$ ). La Tabella II mostra appunto tali valori in MeV/A per diverse coppie proiettile-bersaglio e per un angolo  $\theta = 180^\circ$ .

Le energie riportate nelle colonne T-14 e T-20 si riferiscono alle più probabili energie raggiungibili per le varie specie ioniche con acceleratori Tandem rispettivamente da 14 e 20 MV di tensione massima al terminale, tenuto conto delle sorgenti usate comunemente e degli stati di carica più probabili degli ioni al terminale (vedi Appendice).

D'altro canto, la Fig. 2 mostra dette prestazioni in funzione del numero atomico degli ioni accelerati confrontati con quelle di acceleratori per ioni pesanti attualmente funzionanti (curve in grassetto) (ALICE : acceleratore lineare + Ciclotrone a energia variabile; SUPER HILAC : acceleratore lineare) e con le energie corrispondenti alle barriere coulombiane sull'uranio e su un bersaglio identico al proiettile (curve tratteggiate). Va precisato che ALICE non è più competitivo dal punto di vista della intensità di fascio.

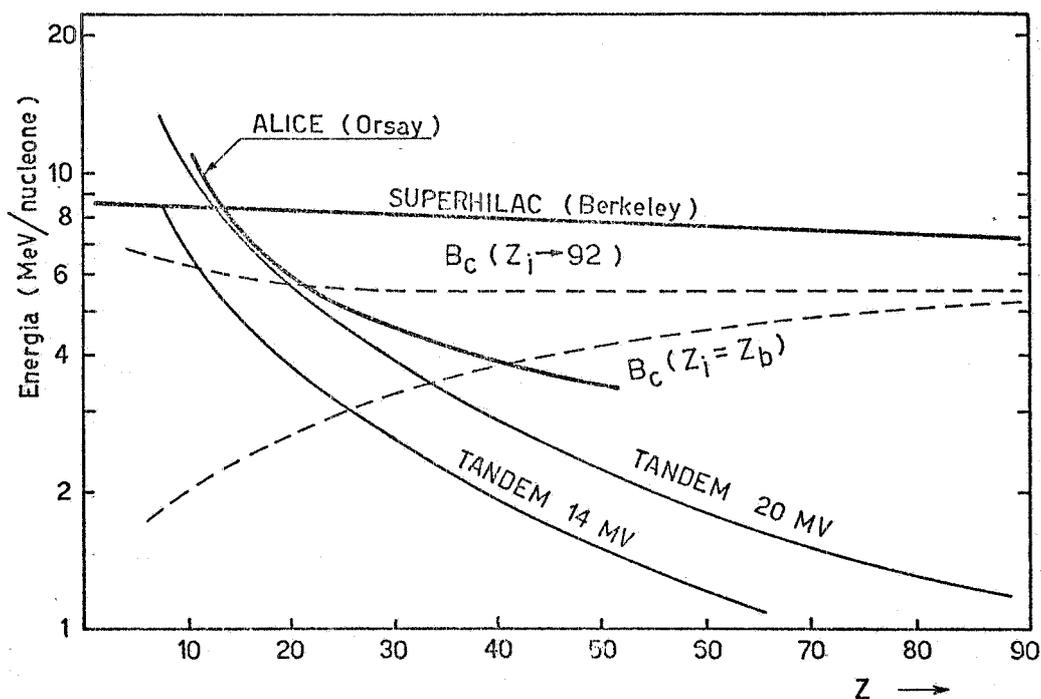


FIG. 2

### 3. - ECCITAZIONE COULOMBIANA. -

L'eccitazione coulombiana è uno dei primi campi di indagine in cui il grande vantaggio di utilizzare ioni pesanti è stato ampiamente dimostrato e costituisce un dominio di ulteriori studi pieno di prospettive data la possibilità di eccitare livelli collettivi di sempre più alta energia mediante processi multipli. Qui il parametro essenziale non è tanto, entro certi limiti, l'energia del fascio di ioni (dato che si deve operare al disotto della barriera coulombiana) ma l'intensità e la massa degli ioni accelerati.

Poichè ha interesse essenziale il decadimento  $\gamma$  dei livelli prodotti è ovviamente di rilevante importanza la risoluzione energetica del fascio da accoppiare con la risoluzione di rivelazione (rivelatori al Ge(Li)).

Per quanto concerne l'energia occorre, come si è detto, restare al disotto della barriera coulombiana.

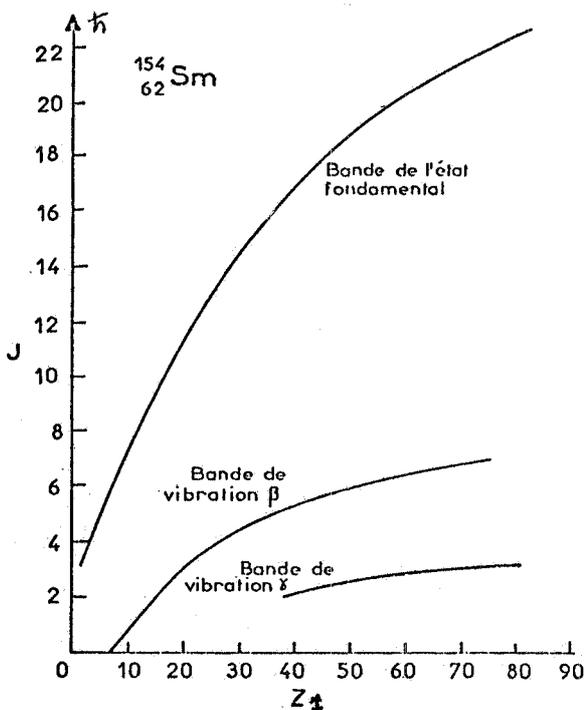
La Tabella III riporta i limiti di energia massima per alcuni ioni tipici e per masse bersaglio  $A_2 = 40$  e  $A_2 = 200$ . Tra questi due estremi si può usare una estrapolazione pressochè lineare.

TABELLA III

Ione	$A_2 = 40$		$A_2 = 200$	
	$E_{\max}$ (Lab) (Mev)	Mev/A	$E_{\max}$ (Lab) (Mev)	Mev/A
$^{16}\text{O}$	25	1,6	50	3.1
$^{32}\text{S}$	60	2	110	3.5
$^{40}\text{Ca}$	82	2	130	3.2
$^{58}\text{Ni}$	120	3	210	3,6
$^{120}\text{Sn}$	350	3	460	3.8
$^{208}\text{Pb}$	800	4	800	4

Entro questi limiti si può operare sia tramite l'energia sia tramite l'intensità degli ioni accelerati.

Ad esempio, per il livello  $2^+$  a 2 MeV del  $^{238}\text{U}$  occorre una intensità di  $10^{12}$  particelle/sec per ottenere  $\sim 10^3$  eccitazioni/sec con ioni praticamente di qualunque  $Z$  accelerati ad una energia pari a metà della barriera coulombiana. Se si riesce ad accelerare fino ad una energia pari a  $3/4$  della barriera coulombiana, sempre con una intensità di  $10^{12}$  particelle/sec, si ottengono da  $10^5$  a  $10^6$  eccitazioni/sec per  $Z$  variabile da 10 a 90.



Ciò dimostra che si può giocare su entrambi i fattori (energia e intensità) per ottenere un compromesso ottimale. Nel caso di un Tandem da 20 MV si possono raggiungere ottime prestazioni anche fino a ioni di  $^{120}\text{Sn}$ . L'importanza della massa ionica (più precisamente della carica) è caratterizzata dal fatto che quanto più è elevata la carica incidente tanto più intenso è il campo elettromagnetico che gioca nell'interazione coulombiana e tanto più grande è il momento angolare dello stato nucleare eccitato. Quest'ultimo aspetto è mostrato chiaramente in Fig. 3, dove è riportato il valore di  $J$  (in unità  $\hbar$ ) di livelli della banda rotazionale fondamentale e delle bande di vibrazione  $\beta$  e  $\gamma$  del  $^{154}\text{Sm}$ , eccitati in funzione della carica  $Z$  dello ione incidente.

FIG. 3

## 4. - STRUTTURA DEGLI STATI NUCLEARI. -

L'interesse della spettroscopia nucleare si è recentemente concentrato nello studio di stati a configurazione speciale caratterizzati da ben definiti numeri quantici anche ad elevate energie di eccitazione (stati isobarici analoghi, stati intermedi, ecc.). Fra questi i livelli ad elevato momento angolare  $J$  sono di particolare importanza sia perchè sono spesso legati a configurazione semplice di modello a strati sia perchè costituiscono un punto di riferimento per i limiti di descrizione collettiva in termini di bande rotazionali.

E' solo con l'avvento degli ioni pesanti che questi livelli possono essere prodotti dato l'elevato momento angolare  $L$  che può essere trasferito al nucleo bersaglio. L'andamento del valore  $L_{\max}$  (calcolo classico) in funzione dell'energia degli ioni incidenti per la reazione  $^{40}\text{Ca} + ^7\text{Li}$  è, per esempio, il seguente:

$E(^7\text{Li})$	:	15	20	25	30	35	MeV
$L_{\max}$	:	6	11	15	17	19	$\hbar$

Lo sviluppo della spettrometria  $\gamma$  sotto fascio ad alta risoluzione permette l'analisi dettagliata dei decadimenti di questi livelli particolarmente selezionati da reazioni indotte da ioni pesanti. L'evaporazione del nucleo composto in particelle leggere lascia il nucleo residuo in stati di elevato momento angolare che decadono ai livelli di minima energia per un dato  $J$  (livelli Yrast) e susseguentemente ai livelli delle bande più basse collegati da tipiche transizioni elettromagnetiche.

Per il riconoscimento e l'assegnazione dei  $\gamma$  di decadimento sono essenziali misure delle funzioni di eccitazione che permettono di riconoscere i canali di reazione da  $\gamma$  noti dei nuclei residui e, viceversa, di assegnare i  $\gamma$  e quindi i livelli di origine dall'andamento delle sezioni d'urto.

La Fig. 4 mostra le curve di eccitazione dei  $\gamma$  prodotti bombardando un bersaglio di  $^{40}\text{Ca}$  con ioni  $^{12}\text{C}$  in funzione dell'energia di questo ultimo.

Nell'ambito di queste misure hanno particolare significato, per la verifica dei modelli teorici, anche quelle relative ai momenti elettrici di quadrupolo e alle vite medie degli stati eccitati.

E' noto che, nel primo caso, si sfruttano gli effetti di ordine superiore nel meccanismo della eccitazione coulombiana, che danno luogo al fenomeno della "riorientazione". L'espressione che lega la sezione d'urto differenziale a  $160^\circ$  per l'eccitazione coulombiana con il momento di quadrupolo statico  $Q(2^+)$  di uno stato  $2^+$  di un nucleo pari-pari è del tipo:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{2^\circ \text{ ordine}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{1^\circ \text{ ordine}} \left[ 1 + 0.75 \frac{A_1 \Delta E' Q(2^+)}{Z_2} \right]$$

dove  $A_1$  = numero di massa del proiettile,  $Z_2$  = numero atomico del bersaglio;  $\Delta E' = \frac{A_1 + A_2}{A_2} \Delta E$ , essendo  $\Delta E$  l'energia di eccitazione del livello in MeV e  $Q(2^+)$  il momento di quadrupolo in barn.

E' chiaro che il punto cruciale sperimentale è la dipendenza di  $d\sigma/d\Omega$  della massa  $A_1$  del proiettile.

Il primo risultato sperimentale, quello relativo allo stato  $2^+$  a 558 keV del  $^{114}\text{Cd}$  ha portato ad un valore di  $Q(2^+) = -0.70 \pm 0.15$  barn sorprendentemente grande per un nucleo considerato non rotazionale. Se si considera che, a tutt'oggi, solo il 40% dei possibili momenti di quadrupolo dei livelli  $2^+$  sono stati misurati, si ha chiara l'idea della messe di risultati ancora ottenibili con fasci di ioni pesanti. Dalla relazione sopra riportata si vede che, sempre nel caso del  $^{114}\text{Cd}$ , l'effetto misurabile cresce rispettivamente del 2.5%, 11% e 25%; qualora si usino ioni  $^4\text{He}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{32}\text{S}$ .

E' anche importante notare che buona parte di queste misure sono effettuate mediante analisi magnetica delle particelle diffuse inelasticamente. Poichè, e questo vale anche più in generale, i livelli dei nuclei collettivi sono spesso notevolmente densi, questi esperimenti richiedono un acceleratore che fornisca un fascio ben collimato, a basso fondo e con buona risoluzione. A questa richiesta certamente soddisfa un acceleratore Tandem del tipo previsto per i Laboratori Nazionali di Legnaro, che può permettere da solo l'eccitazione coulombiana di tutti i nuclei con fasci di ioni almeno fino al bromo.

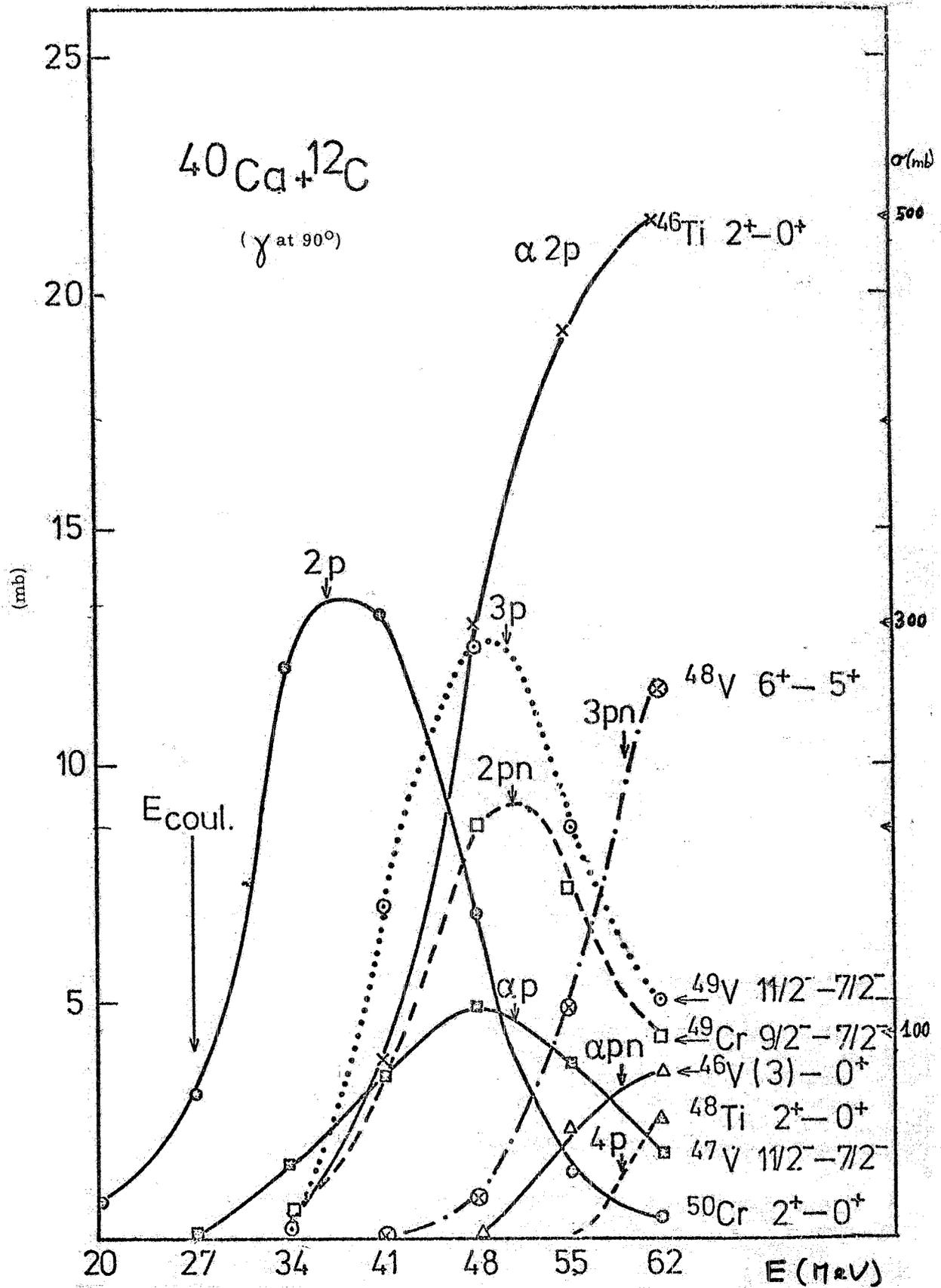


FIG. 4

L'ultimo esempio che citerò è la determinazione delle vite medie di stati nucleari eccitati mediante l'osservazione di raggi  $\gamma$  spostati per effetto Doppler. Qui si sfruttano gli effetti dovuti alla grande quantità di moto degli ioni incidenti che imprime un notevole rinculo al nucleo. Lo spostamento Doppler dei  $\gamma$  di diseccitazione dovuto al rinculo nel vuoto o la sua attenuazione dovuta a rallentamento in un mezzo materiale, danno una misura del tempo tra eccitazione del nucleo e sua diseccitazione, se sono note la velocità iniziale e la legge di rallentamento.

Nel caso di frenamento in un mezzo materiale occorre conoscere il "potere di arresto" del mezzo. Esso aumenta col crescere della energia degli ioni e in corrispondenza aumenta la variazione ad unità di tempo dell'energia del  $\gamma$  emesso in avanti (spostamento della riga).

Gli esempi qui indicati pongono in risalto l'opportunità, per misure avanzate nell'ambito della spettroscopia e delle reazioni nucleari, di un acceleratore che fornisca ioni di ragionevole energia, buona intensità e ottima risoluzione energetica e stabilità di fascio.

Queste caratteristiche sono discusse nell'Appendice che riassume la proposta di un acceleratore Tandem presso i Laboratori Nazionali di Legnaro.

APPENDICE: Prestazioni di un acceleratore Tandem del tipo proposto per i Laboratori Nazionali di Legnaro. -

Il progetto Tandem per i Laboratori Nazionali di Legnaro prevede la possibilità di installare un acceleratore da 14, 16 oppure 20 MV al terminale. Acceleratori da 14 e 20 MV sono offerti dalla Ditta NEC (Madison, USA) con sistema di carica a catena di conduttori (pellets) e isolanti noto come "Pelletron" e tubi modulari a elettrodi anulari; acceleratori da 16 MV e 20 MV sono offerti dalla Ditta HVEC (Burlington, USA) con sistema di carica a cinghia (trasporto di carica su materiale isolante) o, per opzione, a catena di grossi elementi conduttori (Laddertron) e tubi di elettrodi inclinati per realizzare campi ad alto gradiente (vedi "Proposta di installazione di un acceleratore Tandem presso i Laboratori Nazionali di Legnaro, Legnaro 15/5/1974).

Con acceleratori di questo tipo si possono raggiungere energie (MeV/A) e intensità di ioni accelerati riprodotte nelle Figg. 5 e 6, nelle quali si riportano, per confronto, i dati di altri progetti o "facilities" di alcuni Laboratori stranieri.

L'energia degli ioni accelerati è calcolata dalla formula:

$$\frac{E \text{ (MeV)}}{A} = \frac{(\bar{Z} + 1) V_{\max}}{A}$$

dove  $V_{\max}$  è la tensione massima al terminale e  $\bar{Z}$  lo stato più probabile di carica, con sorgenti, all'iniezione, di uso corrente.

E' opportuno precisare quanto segue:

- a) Il limite inferiore che si stima utile, per esperienze di fisica nucleare a largo spettro, per le intensità di fasci analizzati è dell'ordine di  $10^9$ - $10^{10}$  particelle/sec.
- b) La risoluzione energetica raggiungibile con acceleratori di questo tipo ( $10^{-4}$ ) è la migliore che si possa ottenere con un fascio di ioni di grande stabilità, ottima emittanza e senza struttura nel tempo, con variazione continua di energia.
- c) I limiti di energia coprono soddisfacentemente lo spettro di esperienze di fisica nucleare relativo allo studio delle strutture dei nuclei e dei meccanismi di interazione, escluso il campo della produzione di elementi superpesanti che non rientra attualmente nei programmi dei Laboratori di Legnaro. Si ritiene ottimale una tensione massima al terminale di 20 MV, che farebbe dell'acceleratore proposto già una macchina di punta, non ancora disponibile presso altri Laboratori nei tempi operativi previsti.
- d) Un acceleratore Tandem del tipo proposto si presta ottimamente per le caratteristiche del fascio analizzato ad essere messo in linea con altri sistemi acceleratori per il raggiungimento di più elevate energie degli ioni da utilizzare.

Le qualità di una macchina di questo tipo possono essere ricavate anche dal confronto con



le prestazioni offerte da un Ciclotrone di tipo avanzato a settori separati (CSS) come quello proposto per il progetto Ganil (ciclotrone iniettore o acceleratore). La Tabella IV dà alcune indicazioni in merito.

TABELLA IV

CONFRONTO  
FRA LE PRESTAZIONI DI UN ACCELERATORE ELETTROSTATICO TANDEM E  
UN CICLOTRONE A SETTORI SEPARATI (CSS) (ricavati dal Prog. GANIL)

A. COME MACCHINE AUTONOME

Migliori prestazioni del CSS:

1. energia più elevata per gli ioni accelerati (30+10 MeV/nucleone contro 10+3 MeV/nucleone, mediamente);
2. intensità dei fasci accelerati (un ordine di grandezza:  $10^{13}$  p.p.s. contro  $10^{12}$  p.p.s.);
3. scelta del tipo di ioni (sorgente di ioni positivi contro sorgente di ioni negativi più limitativa).

Migliori prestazioni del Tandem:

1. risoluzione energetica ( $10^{-4}$  per tutte le intensità e particelle accelerate contro  $\sim 10^{-3}$  per il CSS);
2. emittanza (un ordine di grandezza: 5 mm.mrad nei due piani contro  $\sim 50$  nel CSS);
3. assenza di struttura nel tempo (essenziale per misure di coincidenza);
4. energia variabile con continuità in un ampio intervallo.

Le prestazioni suesposte fanno preferire il CSS per ricerche di produzione di nuove specie nucleari, mentre favoriscono il Tandem per ricerche di spettroscopia nucleare ad alta risoluzione (esempio tipico con ioni di massa  $A < 50$  accelerati fino a 200+300 MeV si hanno ancora risoluzioni totali di 50+100 keV).

B. COME INIETTORI PER ALTRE MACCHINE ACCELERATRICI

Migliori prestazioni del CSS:

Energia e intensità dei fasci accelerati (cfr. A)

Migliori prestazioni del Tandem:

1. energia continuativa variabile in un largo intervallo;
2. ciclo utile macroscopico 100% per tutte le masse (20% per le masse più elevate nel CSS);
3. qualità ottiche nel fascio che ovviano alla necessità di collimazione (sorgente di fondo parassita);
4. fascio facile da estrarre;
5. ottima definizione in energia e in tempo degli ioni accelerati.

Infine, alcune precisazioni di carattere tecnico:

a) L'intensità del fascio di ioni analizzato dipende ovviamente dalla corrente di ioni negativi all'iniezione. Con le sorgenti attuali (tipo Penning, Duoplasmatron, Sputter) si ottengono correnti mediamente dell'ordine del  $\mu\text{A}$ ; con le trasmissioni possibili negli acceleratori Tandem ( $\sim 50\%$ ) queste correnti sono sufficienti per assicurare una buona intensità in uscita ( $> 10^{10}$  p/sec).

b) Un altro parametro importante è lo stato di carica positiva  $\bar{Z}$  che si ottiene al terminale mediante un processo di spogliazione degli elettroni con uno "stripper" solido o gassoso. Formule semiempiriche ragionevoli, tipo quelle di Leischner, permettono di parametrizzare convenientemente lo stato di carica più probabile in funzione del numero atomico dello ione e della energia raggiunta prima della spogliazione.

Stati di carica da  $5^+$  per masse ioniche intorno a 12-14 a  $9^+$ - $10^+$  per masse ioniche intorno a 120 possono essere raggiunte con acceleratori Tandem da 14-16 MV, mentre per Tandem da 20 MV questi limiti si elevano rispettivamente a  $6^+$  e  $11^+$ - $12^+$  per intensità analizzate ancora di  $10^{10}$ - $10^{11}$  particelle/sec.

Poichè la distribuzione  $P(Z)$  intorno a  $\bar{Z}$  è di tipo gaussiano con uno scarto dato dalla formula  $\sigma = 0.27\sqrt{\bar{Z}}$  diminuendo l'intensità si possono ottenere stati più elevati di carica. Per esempio, se nello stato di carica più probabile si ottengono ioni  $^{90}\text{Zr}$  di intensità pari a  $10^{12}$  particelle/sec e energie pari a 2 MeV/A con un Tandem da 20 MV, diminuendo l'intensità di un fattore 100 (il che è ancora ragionevole) l'energia degli stessi ioni può essere elevata a 3 MeV/A.

c) Esiste un limite per le intensità di fascio utilizzabili dato dalle tenute dei bersagli. Tipicamente, allo stato attuale dei fatti, si è limitati per fasci di ioni di circa 10 MeV/A a flussi dell'ordine di  $(5/Z)^2 \cdot 10^{13}$  p.p.s. il che significa, per ioni di  $Z = 20$ , non più di  $6 \cdot 10^{11}$  p.p.s.

## UN FUTURO PER IL CICLOTRONE DI MILANO. -

G. Tagliaferri

Istituto di Fisica dell'Università, Laboratorio Ciclotrone, Milano.

In questa relazione mi propongo di illustrare le mie risposte - che sono affermative - alle seguenti tre domande :

- i) E' possibile modificare il ciclotrone di Milano per accelerare anche i ioni pesanti più dei protoni ?
- ii) E' conveniente questo sviluppo ? e infine,
- iii) E' desiderabile ?

La prima questione è quella alla quale posso rispondere sulla base più concreta, risultato di esperienza, calcoli, misure. Occorre premettere che il progetto iniziale del ciclotrone, e la sua realizzazione negli anni dal 1960 al 1964, tenevano conto della prospettiva di un successivo sviluppo, e tendevano a facilitarlo. Che poi questo sviluppo non sia avvenuto non è dipeso - mi sia consentito di dichiararlo nel modo più esplicito - da difficoltà o inconvenienti successivamente emersi, ma solo da mancanza di finanziamenti. Ma il fatto che l'attuale ciclotrone era stato fin dall'inizio "predisposto" per ulteriori sviluppi, rimane.

L'impossibilità dell'attuale ciclotrone di accelerare particelle diverse dai protoni deriva essenzialmente da due circostanze : a) i gradienti del campo magnetico sono quelli richiesti per assicurare l'isocronismo e la focalizzazione per l'accelerazione di protoni fino a 45 MeV, e non possono essere variati, e b) la cavità risonante può essere accordata solo su una banda ristretta di frequenza. E' chiaro che entrambe queste limitazioni, a suo tempo dettate da ragioni di economia, possono essere rimosse : infatti lo stato dell'arte dei ciclotroni AVF è in costante progresso e consente di individuare soluzioni sicure e soddisfacenti. Nel caso del ciclotrone di Milano bisognava tuttavia verificare, con calcoli dettagliati e misure sui modelli, l'idoneità della struttura esistente a fornire con le previste modifiche un acceleratore di prestazioni soddisfacenti. Questo studio è stato effettuato in un tempo dell'ordine di un anno e mezzo dal personale del laboratorio, coordinato da F. G. Resmini, ed i risultati sono stati esposti in dettaglio nel rapporto dal titolo "Progetto di sviluppo del ciclotrone di Milano". Questo rapporto è stato distribuito parecchi mesi fa, e qui mi limito a ricordarne le conclusioni generali : è possibile, utilizzando il magnete esistente, senza alcuna modifica nè al mantello nè all'eccitazione, accelerare deutoni ed alfa fino a 32 e 65 MeV rispettivamente, e ioni pesanti fino ad un centinaio di MeV. Come è noto, le energie massime per ogni tipo di ione (esclusi i protoni) si possono avere da una formuletta empirica,  $E_{\max}(\text{MeV}) \approx \text{Cost.} \times q^2/A$ , con  $q$  carica dello ione ed  $A$  suo numero di massa. La costante, per il ciclotrone di Milano, vale  $\sim 65$ ; quindi, p. es., ioni  $^{16}\text{O}^{5+}$  possono essere accelerati a circa 100 MeV, ioni  $^{40}\text{Ar}^{7+}$  fino a circa 80 MeV, ecc. Con lo studio citato sopra si sono determinati :

- la geometria delle superfici delle espansioni polari, capace di assicurare, con gli opportuni avvolgimenti di correzione, l'isocronismo e la modulazione del campo magnetico per l'accelerazione ad energia variabile di ioni sia leggeri che pesanti (v. Fig. 1);
- le caratteristiche, geometriche ed elettriche, di una idonea cavità risonante a larga banda di fre

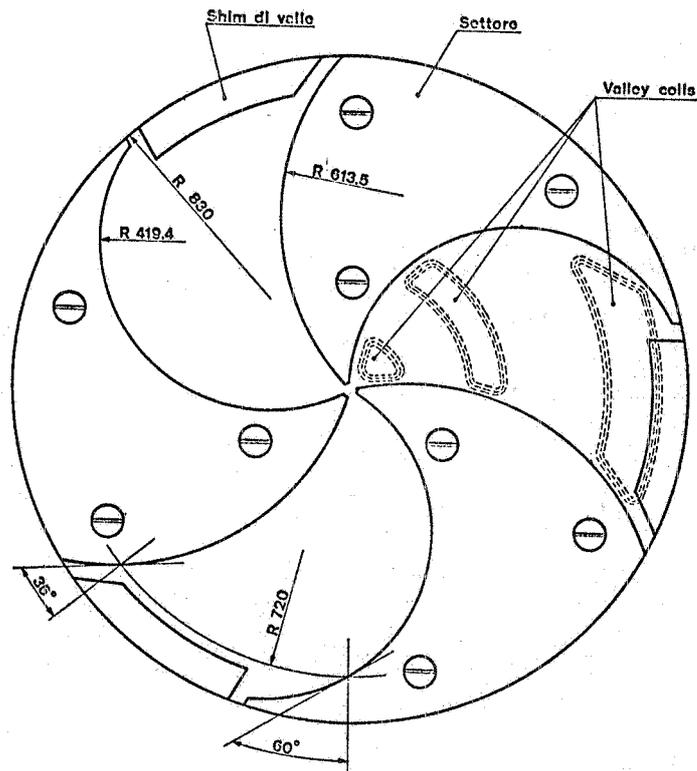


FIG. 1

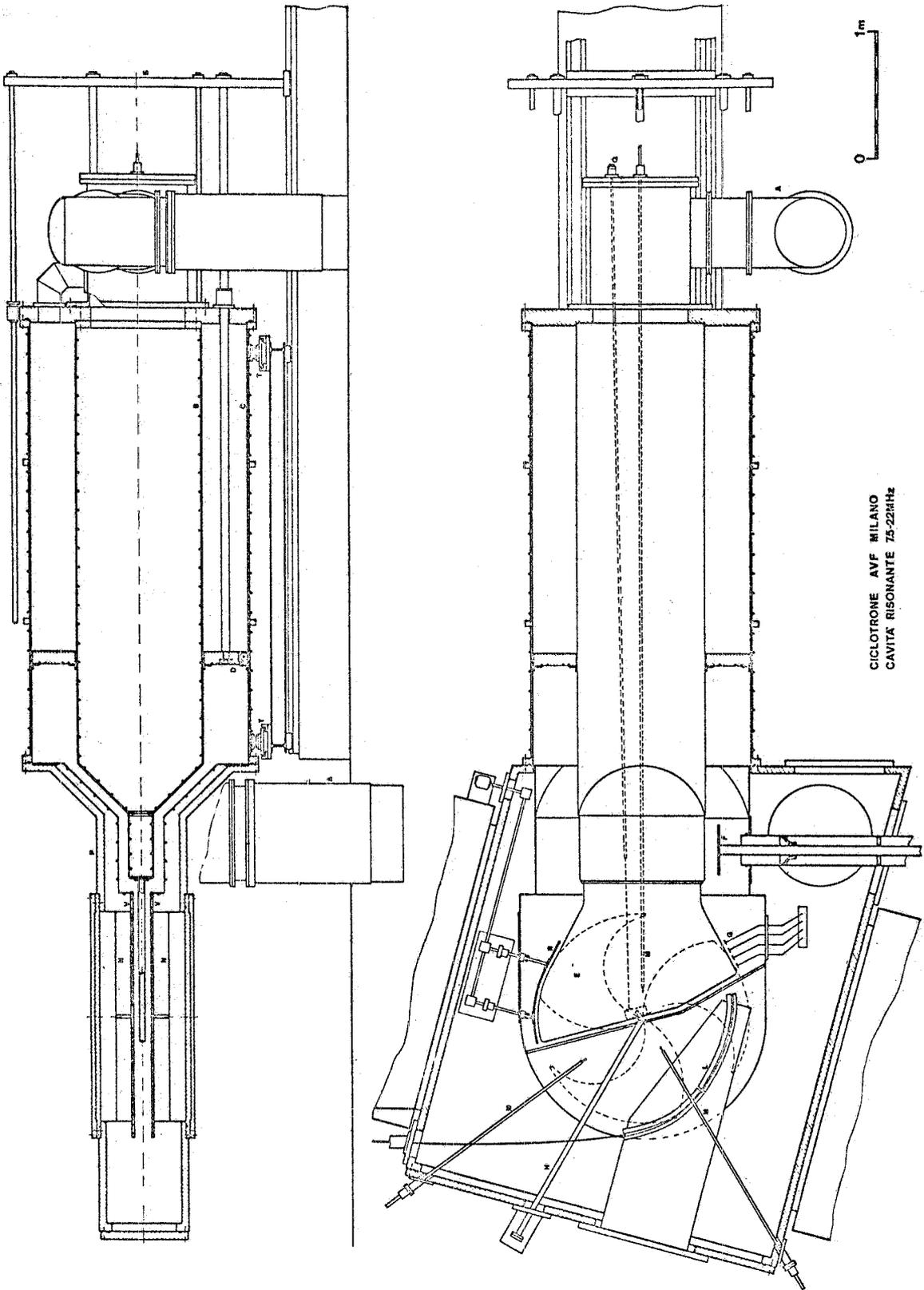
quenza, e quelle del generatore a radiofrequenza necessario (v. Fig. 2);

- il disegno del dispositivo di estrazione dei fasci;
- il presumibile costo totale del progetto di trasformazione, e l'impegno di tempo e di personale per realizzarlo.

Le tabelle riassumono le informazioni pertinenti.

TABELLA I

Diametro polo (esistente)	166 cm
Amperspire eccitazione magnete (esistenti)	600.000 Asp (max)
Campo medio	16 Kg (max)
Traferro minimo	17,7 cm
Traferro massimo	40,3 cm
No. settori	3, a spirale, angolo max 45°
No. trim coils	12 (12.000 Asp)
No. valley coils	3
Estrattore	elettrostatico, L = 110°
Cavità risonante	coassiale, a corto circuito mobile
Frequenza di risonanza	8 - 22 MHz
Potenza generatore RF	150 KW max
Costo presunto, inclusivo della risistemazione del laboratorio e adeguamento servizi	615 x 10 <sup>6</sup> lire (1973)
Tempo stimato, totale	30 - 36 mesi
Tempo stimato di fermo macchina	6 - 9 mesi
Personale, in aggiunta a quello esistente	10 unità (1 laureato, 5 diplomati, 4 esecutivi)



CICLOTRONE AVF MILANO  
CAVITA' RISONANTE 75-22MHz

FIG. 2

TABELLA II

Ione	E <sub>min</sub> (MeV)	E <sub>max</sub> (MeV)	I <sub>prevedibile</sub> (μA)
<sup>1</sup> H <sup>+</sup>	5	53	30
<sup>2</sup> H <sup>+</sup>	5	32	30
<sup>3</sup> H <sup>++</sup>	5	85	20
<sup>4</sup> He <sup>++</sup>	5	64	20
<sup>12</sup> C <sup>4+</sup>	8	80	10
<sup>20</sup> Ne <sup>6+</sup>	15	120	1
<sup>40</sup> Ar <sup>7+</sup>	30	80	5
<sup>58</sup> Ni <sup>9+</sup>	-	90	2

N. B. : Gli stati di carica per ioni pesanti sono quelli sicuramente ottenibili con sorgenti interne; parimenti le intensità indicate sono state ottenute in ciclotroni di caratteristiche simili a quello qui proposto. Quando le frequenze di rivoluzione orbitale degli ioni sono inferiori a 8 Mc/s, l'accelerazione avviene usando la 3<sup>a</sup> armonica del campo acceleratore (v. Fig. 3).

Energia (MeV)

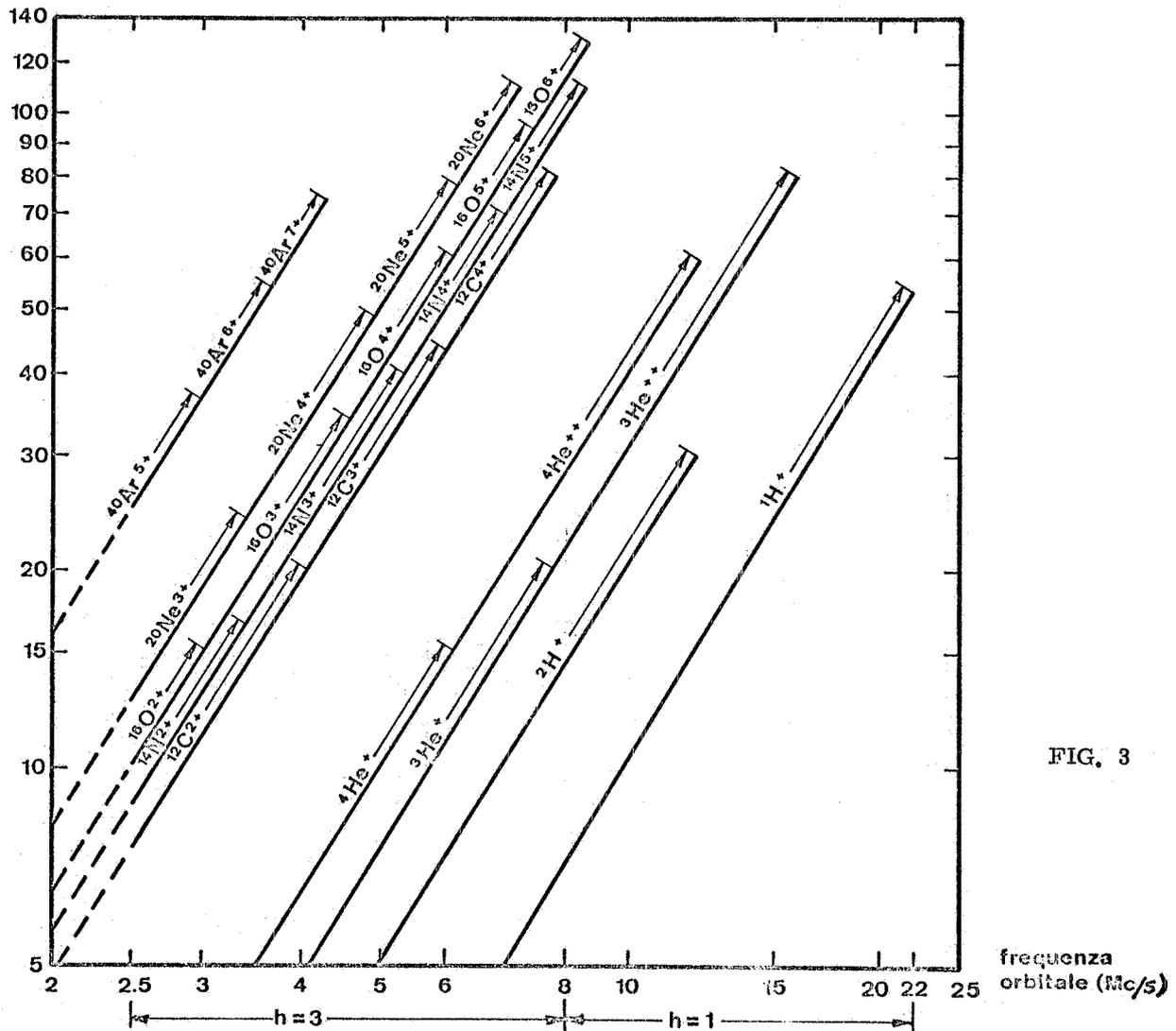


FIG. 3

frequenza orbitale (Mc/s)

In conclusione, lo sviluppo del ciclotrone di Milano secondo il progetto elaborato, può trasformare l'acceleratore esistente in una macchina con prestazioni allineate con quelle di macchine dello stesso tipo in funzione ora in molti altri Paesi.

Passo ora alla seconda domanda: è conveniente lo sviluppo proposto? Sebbene la risposta a questa questione non possa avere il medesimo fondamento oggettivo della risposta alla questione precedente, io sono convinto che esistano sufficienti ragioni per una risposta affermativa. La "convenienza" cui intendo riferirmi è quella in confronto all'acquisizione ex-novo di un ciclotrone di prestazioni equivalenti. A favore di una acquisizione ex-novo si può ovviamente invocare la maggiore libertà di progetto. Tuttavia ritengo che lo studio di cui ho riassunto prima i risultati dimostri che la riutilizzazione dell'attuale magnete, della sua alimentazione, ecc., non impongono soluzioni di ripiego e compromessi potenzialmente limitativi. Se si accetta che le prestazioni raggiungibili offrono aperture sufficientemente interessanti - e questo punto lo discuterò in seguito - se cioè si rimane nell'ambito delle macchine della stessa categoria, i vantaggi della trasformazione del ciclotrone esistente sono:

- minor costo: anche aggiungendo a 615 ML (1973) la spesa di 10 unità di personale x 3 anni, si ha un costo totale certamente inferiore alla metà di quello di un equivalente macchina nuova;
- minor tempo: mi sembra ovvio che se si ha già il magnete si è un bel po' avanti nella costruzione di un ciclotrone;
- riutilizzazione di vari componenti già messi a punto e provati, con conseguente risparmio di lavoro e più pronta affidabilità;
- minor tempo di interruzione dell'attività di ricerca del laboratorio, stante la possibilità di avvalersi, senza sostanziali cambiamenti, dell'attuale sistema di trasporto dei fasci (v. Fig. 4-5).

I vantaggi che ho elencato a me sembrano evidenti (anche se è difficile darne una valutazione in termini quantitativi), e quindi non mi dilungherò ad illustrarli ulteriormente. Voglio solo richiamare l'attenzione su un punto che è spesso sottostimato, e cioè di anni-uomo necessari per portare un laboratorio dallo stadio di "acceleratore costruito e installato" a quello di "soddisfacente redditività scientifica". Nelle proposte e progetti di nuovi acceleratori, questo ritardo di regola non viene preventivato, lasciando così l'impressione che si tratti di una frazione di tempo piccola rispetto al tempo di costruzione dell'acceleratore. Per gli acceleratori della classe che sto considerando, l'esperienza indica invece che - salvo rare eccezioni - il ritardo nel conseguire un soddisfacente sfruttamento dell'acceleratore è dello stesso ordine di grandezza del tempo necessario alla costruzione dell'acceleratore stesso. I perchè di questo stato di cose non sarebbero neanche difficili da individuare, ma il punto che qui mi preme è sottolineare che i vantaggi di poter riutilizzare un impianto di laboratorio (e in particolare un sistema di trasporto dei fasci) già esistente e funzionante sono di importanza pratica molto considerevole, e non riferibile a meri termini finanziari.

Resta la terza domanda: è desiderabile lo sviluppo proposto? Ossia, una volta sviluppato, questo ciclotrone offrirebbe prospettive di attività sufficientemente ampie ed interessanti? E' chiaro che non sarebbe una macchina d'avanguardia, una macchina cioè capace di produrre fasci che per energia, o intensità, o qualità, o tipo di ioni costituissero un qualche primato. Tuttavia, siccome il progresso - in una scienza adulta come la fisica nucleare - non avviene soltanto dipendentemente dalla disponibilità di fasci con caratteristiche sempre più "avanzate", ritengo che una macchina con prestazioni allineate a quelle di molti ciclotroni oggi attivi nel mondo avrebbe un ampio campo di impiego. Del resto, i ciclotroni di questa classe sono ancora suscettibili di miglioramenti non irrilevanti, per esempio per quanto riguarda il "duty cycle" microscopico, l'omogeneità in energia, l'efficienza delle sorgenti, ecc.

Di fatto, l'accelerazione di ioni pesanti estesa ad un considerevole spettro di masse e ad energie di parecchie decine di MeV è una pratica diffusasi solo di recente - si può dire negli ultimi cinque anni o giù di lì - e la sperimentazione con questi fasci è bensì già in corso ma certamente ancora agli inizi. Risultati sperimentali nuovi vengono riportati ogni giorno, e indicano (non inaspettatamente) che la fenomenologia accessibile per mezzo di proiettili nel range di masse ed energie preventivate per il ciclotrone di Milano è talmente vasta da impiegare decine di laboratori per un numero assai rilevante di anni avvenire. Qualche esempio di campi aperti alla ricerca fondamentale: nuovi modi di eccitazione nucleare, produzione di nuclei lontani dalla valle di stabilità, studio

PIANTA DEL LABORATORIO CICLOTRONE

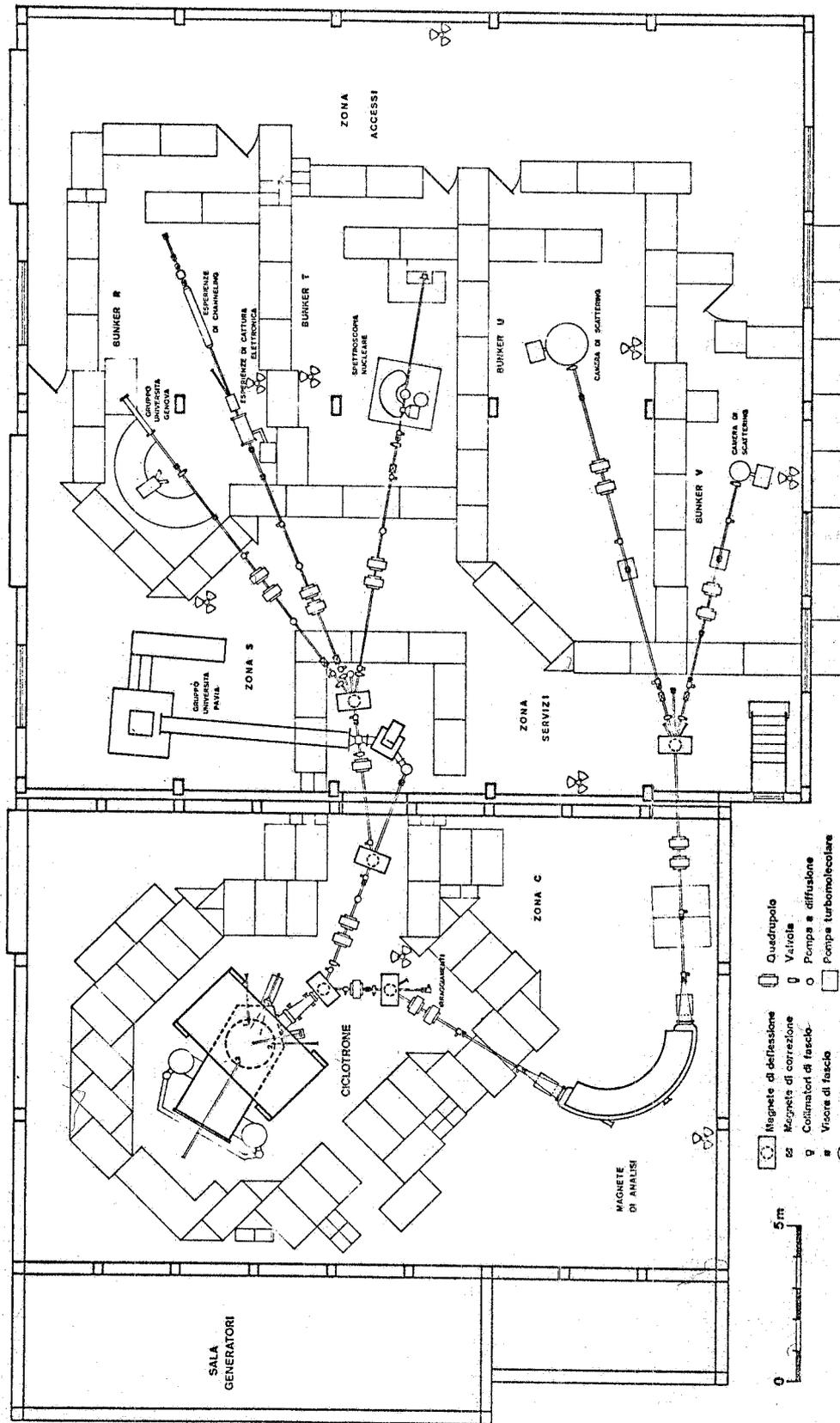


FIG. 4

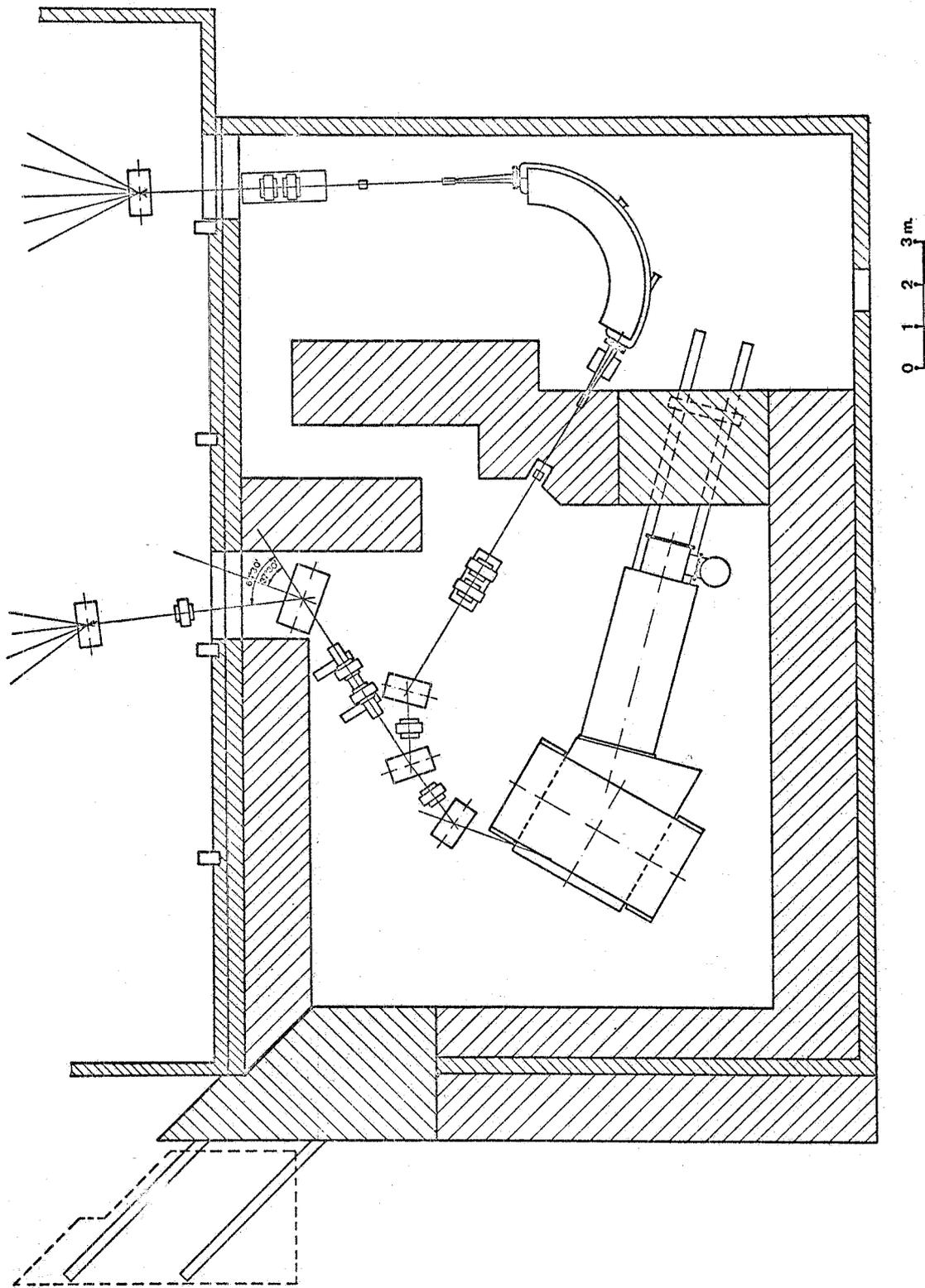


FIG. 5

di reazioni di trasferimento, formazione di "quasi-molecole" nucleari, proprietà di nuclei fortemente deformati, ecc. A questi esempi di utilizzazione "nucleare", altri se ne potrebbero aggiungere di impiego in differenti campi della fisica, o in differenti scienze, o in quelle che sbrigativamente vengono chiamate attività applicative: tutti abbiamo in mente cose come l'impiantazione di ioni, l'incanalamento in monocristalli, lo scorrimento plastico sotto irraggiamento, la produzione di radioisotopi, gli effetti di alti trasferimenti lineari di energia nei tessuti biologici, e così via. Questi impieghi non di fisica nucleare vanno in generale considerati con una certa riserva perchè, sebbene enunciati con fiduciosa aspettativa nelle relazioni che accompagnano le proposte di nuove macchine, raramente si materializzano. Nel caso del ciclotrone di Milano, ho fiducia che non andrebbe a finire così, perchè il laboratorio - anche se dispone attualmente solo di fasci di protoni - ha già avviato in base a specifiche richieste di utilizzatori esterni attività applicative la cui domanda appare destinata a consolidarsi e ad espandersi (Per un esempio, v. Fig. 6).

Isotope	T <sub>1/2</sub>	Principal Emissions (MeV)	Target and Main Reactions	Main Interferences	Optimal Proton Energy (MeV)	Approximate Yield $\mu\text{Ci}/\mu\text{Ah} \cdot 10\text{MeV}$
V <sup>48</sup>	16.0 d	$\beta^+$ 0.693 $\gamma$ 0.983 1.312	Ti <sup>48</sup> (p-n) Ti <sup>49</sup> (p-2n) Ti <sup>50</sup> (p-3n)	Ti <sup>50</sup> (p- $\alpha$ )   Sc <sup>47</sup> $\beta^-$ Ti <sup>51</sup> (p-pd)   Sc <sup>47</sup> $\beta^-$ Ti <sup>44</sup> (p- $\alpha$ )   Sc <sup>46</sup> $\beta^-$ Ti <sup>49</sup> (p-pd)   Sc <sup>46</sup> $\beta^-$	16	350
Cr <sup>51</sup>	27.8 d	$\gamma$ 0.320	V <sup>51</sup> (p-n)	Cr <sup>48</sup> $\xrightarrow{23h}$ V <sup>48</sup> $\beta^+$ V <sup>51</sup> (p-p $\alpha$ ) Sc <sup>47</sup> $\beta^-$ V <sup>51</sup> (p-d $\alpha$ ) Sc <sup>46</sup> $\beta^-$	15	300
Co <sup>58</sup>	77.3 d	$\beta^+$ 1.490 $\gamma$ 0.947 1.240	Fe <sup>56</sup> (p-n) Fe <sup>57</sup> (p-2n)	Fe <sup>57</sup> (p-n)   Co <sup>57</sup> Fe <sup>58</sup> (p-2n)   Co <sup>57</sup> Fe <sup>56</sup> (p-pd)   Mn <sup>54</sup> Fe <sup>56</sup> (p-n $\alpha$ )   Mn <sup>52</sup> $\beta^+$	16	70
Zn <sup>65</sup>	245 d	$\beta^+$ 0.327 $\gamma$ 1.115	Cu <sup>65</sup> (p-n)	Cu <sup>63</sup> (p-d $\alpha$ ) Co <sup>59</sup> $\beta^+$ Cu <sup>67</sup> (p-3p4n) Co <sup>57</sup>	15	8
Ga <sup>67</sup>	77.9 h	$\gamma$ 0.093 0.184 0.293	Zn <sup>67</sup> (p-n) Zn <sup>68</sup> (p-2n)	Zn <sup>63</sup> (p-n)   Ga <sup>66</sup> $\beta^+$ Zn <sup>67</sup> (p-2n)   Ga <sup>66</sup> $\beta^+$ Zn <sup>68</sup> (p-3n)   Ga <sup>66</sup> $\beta^+$ Ga <sup>63</sup> $\beta^+$ 15.2m Zn <sup>65</sup> $\beta^+$	25	900
Sr <sup>87m</sup>	2.8 h	$\gamma$ 0.388	Sr <sup>87</sup> (p-n) $\gamma^{87}$ Sr <sup>86</sup> (p-2n) $\gamma^{87}$	$\gamma^{87}$ $\xrightarrow{\beta^+ 0.3h}$ Sr <sup>87m</sup> Sr <sup>89</sup> (p-n) $\gamma^{88}$ 100d $\beta^+$	25	Thick Target $\gamma^{87}$ Generator 3757
I <sup>123</sup>	13.3 h	$\gamma$ 0.159	Te <sup>123</sup> (p-n) Te <sup>124</sup> (p-2n) Te <sup>125</sup> (p-3n)	I <sup>124</sup> $\beta^+$ 4.1 d I <sup>130</sup> $\beta^-$ 12.3 h	26	Thick Target 12280
Pb <sup>203</sup>	52.1 h	$\gamma$ 0.280 0.401	Tl <sup>203</sup> (p-n) Tl <sup>205</sup> (p-3n)	Pb <sup>202</sup> $\xrightarrow{3.6h}$ Tl <sup>202</sup> Pb <sup>201</sup> $\xrightarrow{9.4h}$ $\beta^+$ Tl <sup>201</sup> Pb <sup>200</sup> $\xrightarrow{21.0h}$ Tl <sup>200</sup>	28	2000
Bi <sup>206</sup>	6.24 d	$\gamma$ 0.516 0.803 0.930	Pb <sup>206</sup> (p-n) Pb <sup>207</sup> (p-2n) Pb <sup>208</sup> (p-3n)	Pb <sup>206</sup> (p-2n) Pb <sup>207</sup> (p-3n)   Bi <sup>206</sup> $\beta^+$ Pb <sup>208</sup> (p-4n)	32	1000

FIG. 6 - Riproduzione della Tab. I del lavoro di Birattari et al., Survey of applied physics experiments at the Milan AVF cyclotron, Nederlands Tijdschrift voor Natuurkunde 39, 332 (1973). Si mostrano risultati relativi alla produzione di isotopi di interesse medico, biologico, ecologico, ecc.

Per finire, vorrei accennare brevemente a due punti. Uno è quello del mantenimento delle competenze, del loro sviluppo, della loro trasmissione a nuovi giovani ricercatori. Credo che questi scopi si possano raggiungere solo in un laboratorio dotato di una dinamica sufficiente a rimanere in linea con il progresso internazionale.

Quello di Milano è l'unico ciclotrone esistente in Italia: il suo sviluppo è desiderabile anche perchè realizzazioni (o partecipazioni alla realizzazione) di future macchine "avanzate" richiedono ricercatori e tecnici preparati.

Il secondo punto è quello della coesistenza del ciclotrone eventualmente sviluppato con il tandem Van de Graff da 20 MV che l'INFN ha deciso di acquistare per i Laboratori di Legnaro. Discussioni sul tema "Tandem vs. Cyclotrons" vedono in generale i fisici schierati su fronti opposti: di sicuro non c'è consenso quanto alla preferibilità in assoluto dell'una sull'altra macchina. D'altra parte è chiaro che ci sono tra le due sufficienti differenze di caratteristiche da render più idoneo l'impiego dell'una per certe ricerche o applicazioni, e dell'altra per altre. Ne concludo che se si dicesse oggi che non è più desiderabile sviluppare un ciclotrone a Milano perchè ci sarà un tandem a Legnaro, ci troveremmo domani più poveri di mezzi strumentali, più affollati intorno alla stessa macchina, più limitati culturalmente, e insomma meno competitivi.

## SATURNE ET LES PROJETS FRANCAIS D'ACCELERATEURS POUR LA PHYSIQUE NUCLEAIRE. -

B. Thevenet  
CEN Saclay, Dept. Saturne, Gif sur Yvette (France)

SATURNE est un synchrotron à protons de 3 GeV, à focalisation faible, mis en service en 1958. Il est capable actuellement d'accélérer les particules suivantes :

	$E_{\text{GeV}}$	$P_{\text{GeV/c}}$	Intensité (1974) par cycle
protons (1958)	3	3.8	$1.2 \times 10^{12}$
deutons (1968)	2.3	3.8	$6.0 \times 10^{11}$
alpha (1973)	4.6	7.6	$1.5 \times 10^{11}$

La durée du cycle est 3 - 4 s. Il est prévu avant la fin de l'année de produire des deutons polarisés et en 1975 des protons polarisés avec des intensités de  $10^8$  à  $10^9$  particules/cycle.

Saturne avait été construit pour la physique des particules. Progressivement les équipes de physiciens de haute énergie travaillant à Saturne (Saclay, Collège de France, ...) sont parties vers des accélérateurs plus puissants (CERN-PS, Serpukov, ISR). Elles ont été remplacées par des équipes de physiciens nucléaires, d'astrophysiciens, de biologistes, ....

8 faisceaux sont actuellement installés (Fig. 1):

- 2 sur une cible interne C ( $p, \pi^{\pm}$ ;  $P \sim 250 - 2000 \text{ MeV/c}$ )
- 1 sur une extraction résonnante E ( $p$ ; 1 - 1.4 GeV/c)
- 5 sur une extraction de type Piccioni D ( $p, d, a$ ; 1 - 3.8 GeV/c ( $p$ ))

un des faisceaux (3) est un faisceau de neutrons obtenu par cassure des deutons sur une cible de 18 cm de Be =  $P \sim 1 - 1.9 \text{ GeV/c}$ ,  $\Delta P/P \sim \pm 4\%$ , intensité  $\sim 10^7 \text{ n/cycle}$ .

L'utilisation actuelle de Saturne se partage entre :

## 1. - PHYSIQUE DES PARTICULES. -

### 1.1. - Expériences.

- 2 Collaboration Frascati - groupe Goldzahl ( $\text{IN}^2\text{p}^3$ ).
  - études des réactions  $dd \rightarrow \text{He}^4 + \gamma$ ,
  - étude des interactions  $ap$  et  $aa$ .
- 3 Université de Caen.
  - étude de la réaction  $n + p \rightarrow p + n$ ,
  - en préparation, étude de la même réaction avec un faisceau de neutrons polarisés.

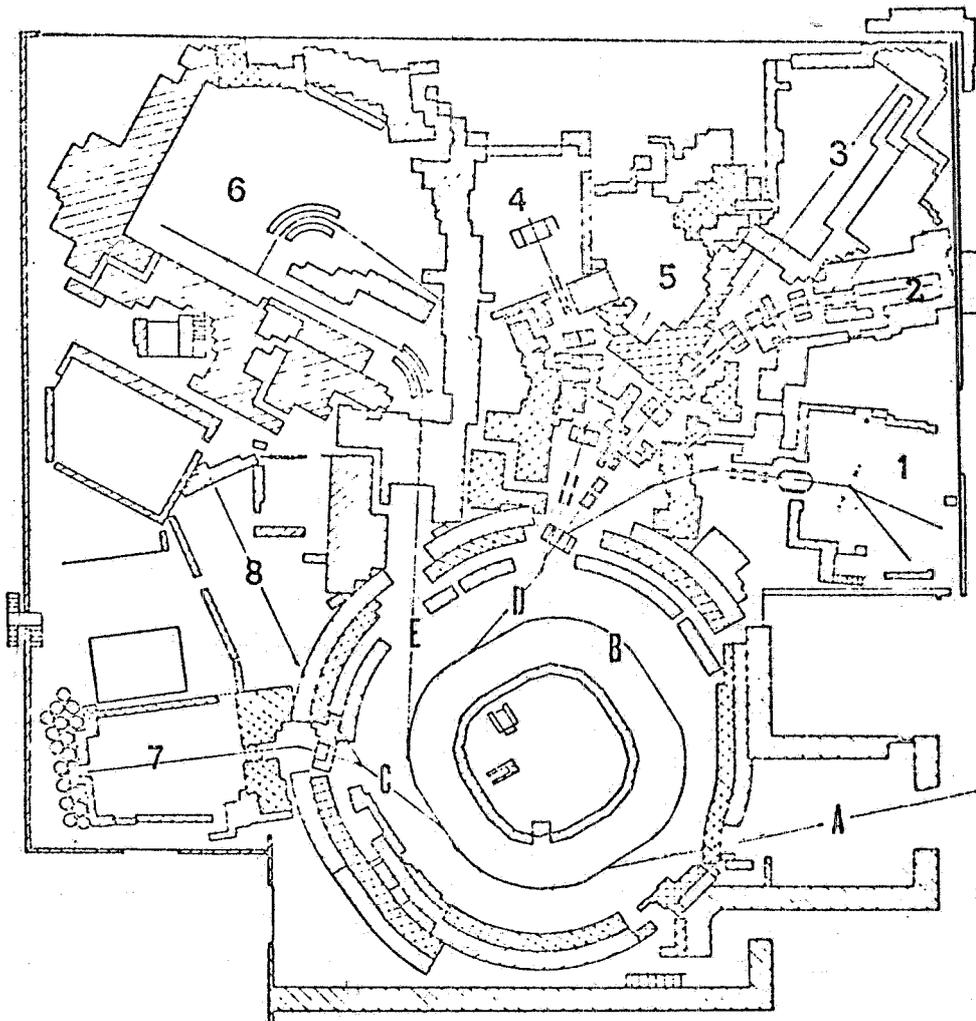


FIG. 1 - A : l'injecteur linéaire de 20 MeV ; B : le synchrotron Saturne ; C : faisceau issu d'une cible interne ; D : faisceau éjecté (système 1) ; E : faisceau éjecté (système 2).

#### 1.2. - Tests d'appareillage pour des expériences au CERN.

- 1 DPh - PE (Saclay) test d'un spectromètre pour l'étude des diffusions  $\pi p$  à  $180^\circ$  pour le PS,
- 8 DPh - PE (Saclay) test de grandes chambres proportionnelles ( $4 \times 4 \text{ m}^2$ ) pour l'expérience neutrino au SPS.

#### 2. - PHYSIQUE NUCLEAIRE. -

##### 2.1. - Expériences.

- 5 Collaboration Collège de France - Université de Caen.  
- étude des réactions  $(p, p\alpha)$  à 600 MeV sur différents noyaux.
- 4 Collaboration DPh - N (Saclay) - Université de Strasbourg.  
- étude des réactions  $pN \rightarrow pK^+N_A$   
 $pN \rightarrow p\pi^+N^1$  à 1.4 GeV,  
à l'aide d'un spectromètre d'angle solide  $2 \times 10^{-2}$  steradian et de 350 keV de résolution. Cette expérience est en cours d'installation et doit être opérationnelle avant la fin de l'année.

- 6 Expérience de spectrométrie nucléaire (DPh - N Saclay).  
- Etude des niveaux excités dans des noyaux par des protons de 1 GeV. Cette expérience est réalisée au moyen d'un spectromètre dont la résolution finale est meilleure que 100 keV.

### 3. - ASTROPHYSIQUE. -

#### 3.1. - Expériences.

- 7 Collaboration Université de Clermont-Ferrand - DPh-N (Saclay).  
- étude des réactions  $(p, N\gamma)$  à 700 MeV sur différents noyaux.

#### 3.2. - Tests d'appareillages.

- 8 Essais et calibration de détecteurs embarqués à bord de ballons ou satellites scientifiques (DPh - EP - Saclay).

### 4. - RADIOTHERAPIE. -

- 2 Collaboration IGR (Villejuif) - DPr.

Expérience de microdosimétrie et de radiobiologie avec des  $\alpha$  de 600 MeV (pénétration  $\sim 20$  cm dans les tissus). L'intérêt des  $\alpha$  pour la radiothérapie est double :

- 1) balistique - en fin de trajectoire le pic de Bragg fait apparaître un rapport 5 sur le dépôt de dose en profondeur/dépôt de dose à l'entrée (Fig. 2a). En réglant l'énergie des  $\alpha$  on peut atteindre n'importe quelle tumeur en profondeur en lésant au minimum les tissus sains avoisinants. Malheureusement le pic de Bragg large

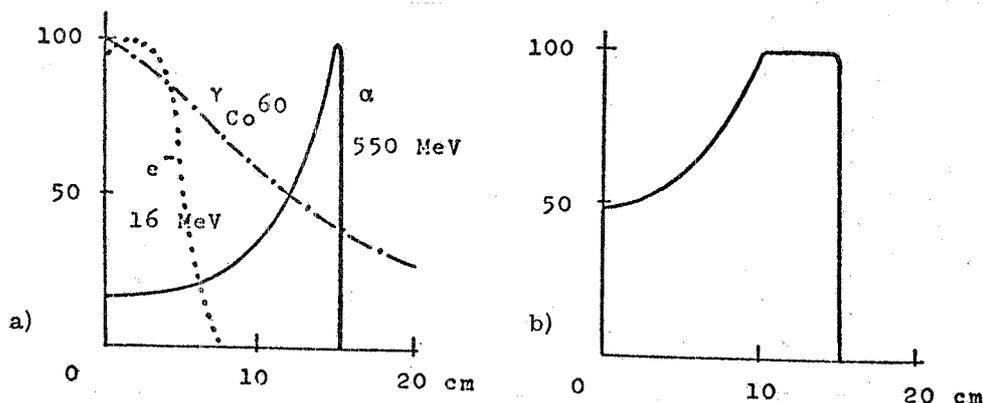


FIG. 2 - Distribution de la dose (en ordonnée) le long de la trajectoire (en abscisse). a) pour diverse types de particules ; b) plateau de dose obtenu en balayant avec des  $\alpha$  de 430 à 550 MeV.

de  $\sim 1$  cm est insuffisant pour traiter des tumeurs épaisses de 5 - 10 cm, il faut alors balayer en énergie la région de la tumeur ce qui est facilement réalisable au moyen d'un absorbeur d'épaisseur variable intercalé sur le faisceau. On peut alors facilement obtenir un plateau de dose de la largeur désirée, ceci se fait au prix d'une dégradation du rapport dose plateau/dose à l'entrée (Fig. 2b).

- 2) radiobiologique - l'effet d'une quantité de rayonnement (mesurée par la dose) est fonction de son transfert d'énergie linéique (TEL  $\approx dE/dx$ ). Les rayonnements couramment utilisés ( $\gamma$  du  $\text{Co}^{60}$ , e,  $\gamma$  d'accélérateurs linéaires de  $\sim 20$  MeV) ont TEL  $\sim 0,1$  keV/ $\mu$ . L'expérience montre que l'efficacité biologique relative (EBR) augmente avec TEL, c'est-à-dire que pour une même dose l'effet biologique est plus important avec un rayonnement à plus haut pouvoir ionisant (Fig. 3). D'autre part "l'effet oxygène" (OER) diminue avec TEL, c'est-à-dire que l'effet du rayonnement devient indépendant du taux d'oxygénation des cellules, or les tumeurs contiennent une proportion notable ( $\sim 10\%$ ) de cellules hypoxiques.

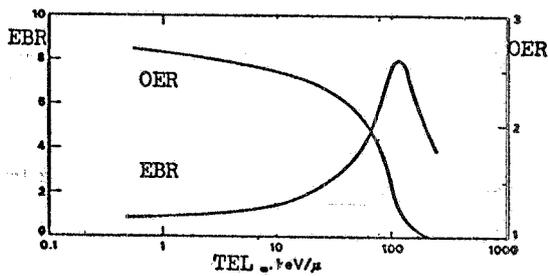


FIG. 3 - Variation des paramètres EBR et OER en fonction du TEL (pour des cellules T-1).

Il y a donc intérêt à développer des moyens de traitement à partir de rayonnements à haut pouvoir ionisant. Les  $\pi^-$  et les  $\alpha$  ont une situation intermédiaire au point de vue de leur TEL donc de leurs qualités radiobiologiques dans la gamme des rayonnements envisagés (Fig. 4). L'idéal semble être des ions lourds ( $N^{7+}$  ou  $Ne^{10+}$ ) avec

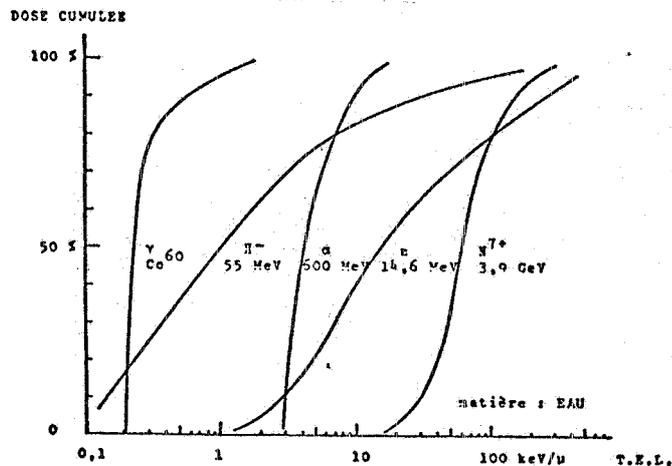


FIG. 4 - Distribution de la dose cumulée en fonction du TEL pour divers types de particules. La distribution pour  $\alpha$  a été calculée pour un balayage de 5 cm, cf fig. 2b.

des énergies  $\sim 350$  MeV/nucléon si l'on veut atteindre les tumeurs les plus profondes et des débits de l'ordre de  $10^8$  particules/s pour avoir des doses de  $\sim 100$  rad/minute sur une surface de  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup> (Tableau I).

TABLEAU I

	Energie pour un parcours (dans l'eau)			Débit de fluence . Nombre de particules /cm <sup>2</sup> .s
	de 5 cm	10 cm	20 cm	
$\alpha$	300	450 MeV	660	Pour 1 rad/seconde à l'entrée $3 \cdot 10^6$
$N^{7+}$	2	3 GeV	5	Pour 1 rad/seconde à l'entrée $0,45 \cdot 10^6$

Nous avons un projet d'accélération d'ions  $N^{7+}$  avec l'énergie et l'intensité suffisantes, mais ce programme n'est pas encore approuvé. Les expériences qui se déroulent actuellement à Saturne, ont lieu sur des tumeurs in-vitro et in-vivo (greffées sur des souris).

## LES PROJETS D'ACCELERATEURS POUR PHYSIQUE NUCLEAIRE. -

La recherche en physique des particules et en physique nucléaire est menée par deux organismes en France : le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA Saclay) et l'Institut National de Physique des Particules et Physique Nucléaire (IN<sup>2</sup>p<sup>3</sup>). Le budget 1973 de chaque organisme est de l'ordre de 200 MF (y compris les salaires), partagé pour moitié entre la physique des particules et la physique nucléaire. Enfin la contribution française au CERN, également de 200 MF est gérée par le Ministère des Affaires Etrangères.

Il a été décidé que l'expérimentation en physique des particules se passerait auprès d'accélérateurs extérieurs (CERN, Serpukov, ...). Il n'y a donc pas de projet français d'accélérateur de haute énergie.

En ce qui concerne la physique nucléaire une étude prospective des physiciens français a abouti à la conclusion qu'il fallait développer cette recherche dans les deux directions suivantes pour les années 1980 :

- la physique nucléaire avec des protons de 1 - 2 GeV,
- la physique des ions lourds.

Le CEA et l'IN<sup>2</sup>p<sup>3</sup> ont alors décidé d'accorder leurs efforts pour réaliser les deux accélérateurs requis par cette orientation et ainsi de créer deux laboratoires nationaux de physique nucléaire exploites en commun par les deux organisme :

## SATURNE 2. -

Pour la physique nucléaire avec des protons d'énergie intermédiaire, il a été décidé de rénover Saturne. En effet Saturne actuel a une énergie (3 GeV) et une résolution ( $10^{-3}$ ) suffisantes mais le rendement d'extraction et l'émission du faisceau ne sont pas satisfaisants (le rendement total d'extraction est d'environ 50 % mais il tombe à 3 % dans une émission type de 3 mm mrad). La rénovation de Saturne (Fig. 5) consiste à refaire l'aimant pour transformer le synchrotron en une machine à focalisation forte et à fonctions séparées (le diamètre passera ainsi de 20 à 30 m). Saturne 2 montera à la même énergie que Saturne actuel (extraction possible entre 500 MeV et 3 GeV), accélérera les mêmes particules mais cyclera trois fois plus vite (Tableau II).

**TABLEAU II** - Comparaison des performances de Saturne actuel et de Saturne 2.

		Saturne actuel	Saturne II
Durée du cycle à 2 GeV	T	3 s	1 s
Par cycle :			
- nombre de particules accélérées	$N_{acc}$	$1,2 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^{12}$
- nombre de particules extraites	$N_{ext}$	$3 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{12}$
(dans l'émission $(E_x)_{ext} = 3 \text{ mm.mrad}$ à 1 GeV)			
Nombre de particules extraites par seconde	$dN_{ext}/dt$	$10^{10} \text{ s}^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$
(dans l'émission $(E_x)_{ext} = 3 \text{ mm.mrad}$ )			
Cycle utile à 2 GeV	$\Delta \approx \tau/T$	< 10 %	25 %
Dispersion des énergies dans le faisceau extrait	$\Delta E/E$	$10^{-3}$	$< 4 \cdot 10^{-4}$

Parmi les éléments conservés on peut citer : l'injecteur linéaire de 20 MeV, l'alimentation de l'aimant, les bâtiments, les équipements des aires expérimentales.

Le coût de la transformation s'élèvera à 42 MF (non compris les salaires) ; Saturne actuel sera arrêté en 1977 pour la mise en place des nouveaux éléments ; le redémarrage est prévu un an après. La forme finale de l'accord entre le CEA et l'IN<sup>2</sup>p<sup>3</sup> est en cours d'approbation actuellement.

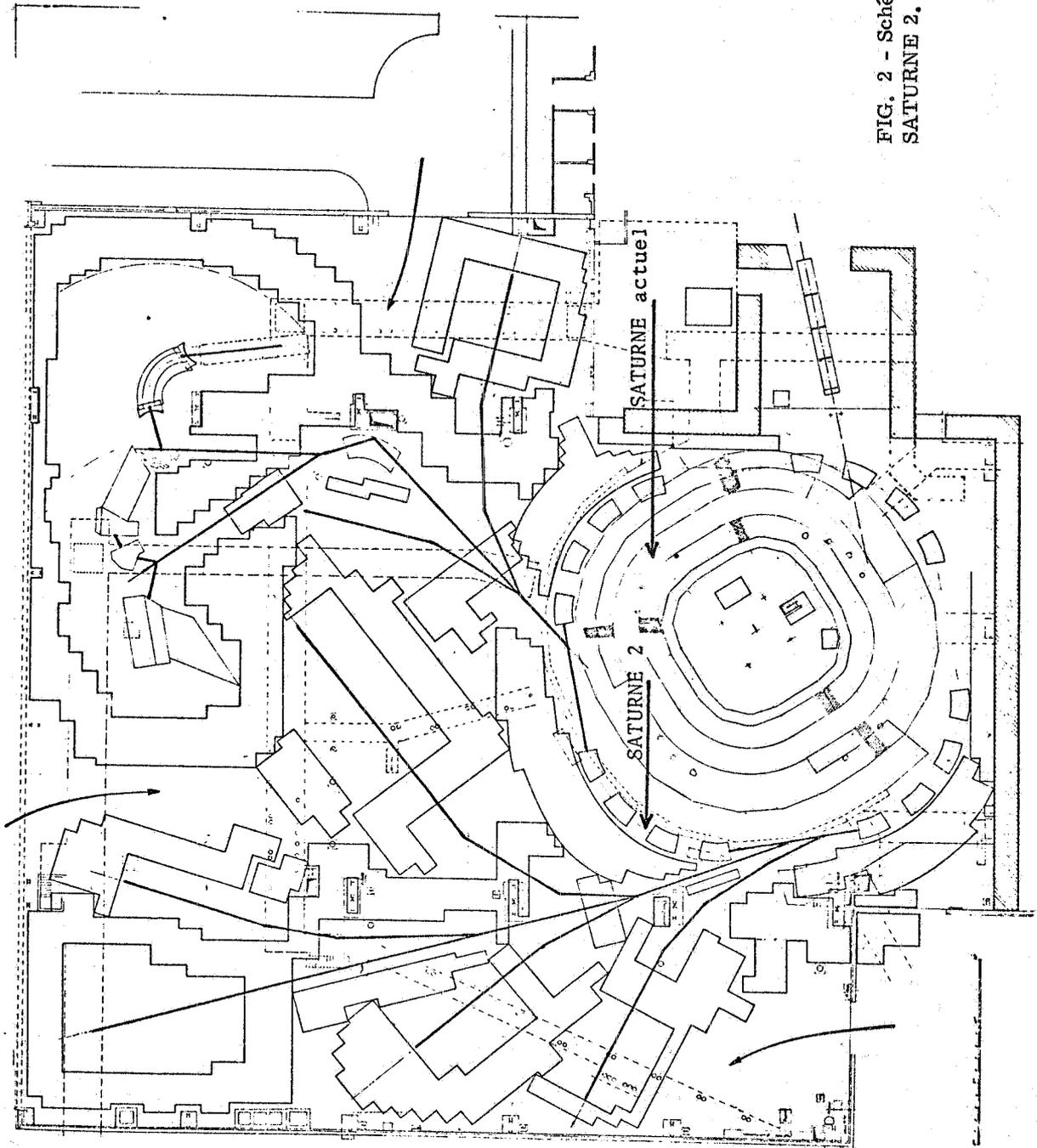


FIG. 2 - Schéma de SATURNE 2.

GANIL (Grand accélérateur national à ions lourds). -

La motivation des physiciens français est la même que celle des physiciens allemands tel le que le Dr. Bock nous l'a exposée hier avec en plus un intérêt pour l'emploi d'ions légers avec des énergies de 30 à 100 MeV/N. En effet ces ions peuvent à ces énergies induire des interactions directes prédominantes qui ouvriront de nouvelles facilités pour la compréhension des configurations à plusieurs particules (effet "quartet", états liés avec un grand nombre de particules excitées, .....).

Un avant-projet a été établi qui prévoit la construction de deux cyclotrons à secteurs séparés ( $K = 380$ ) dont le schéma est présenté sur la Fig. 6 et les performances attendues sur les Fig. 7 et 8.

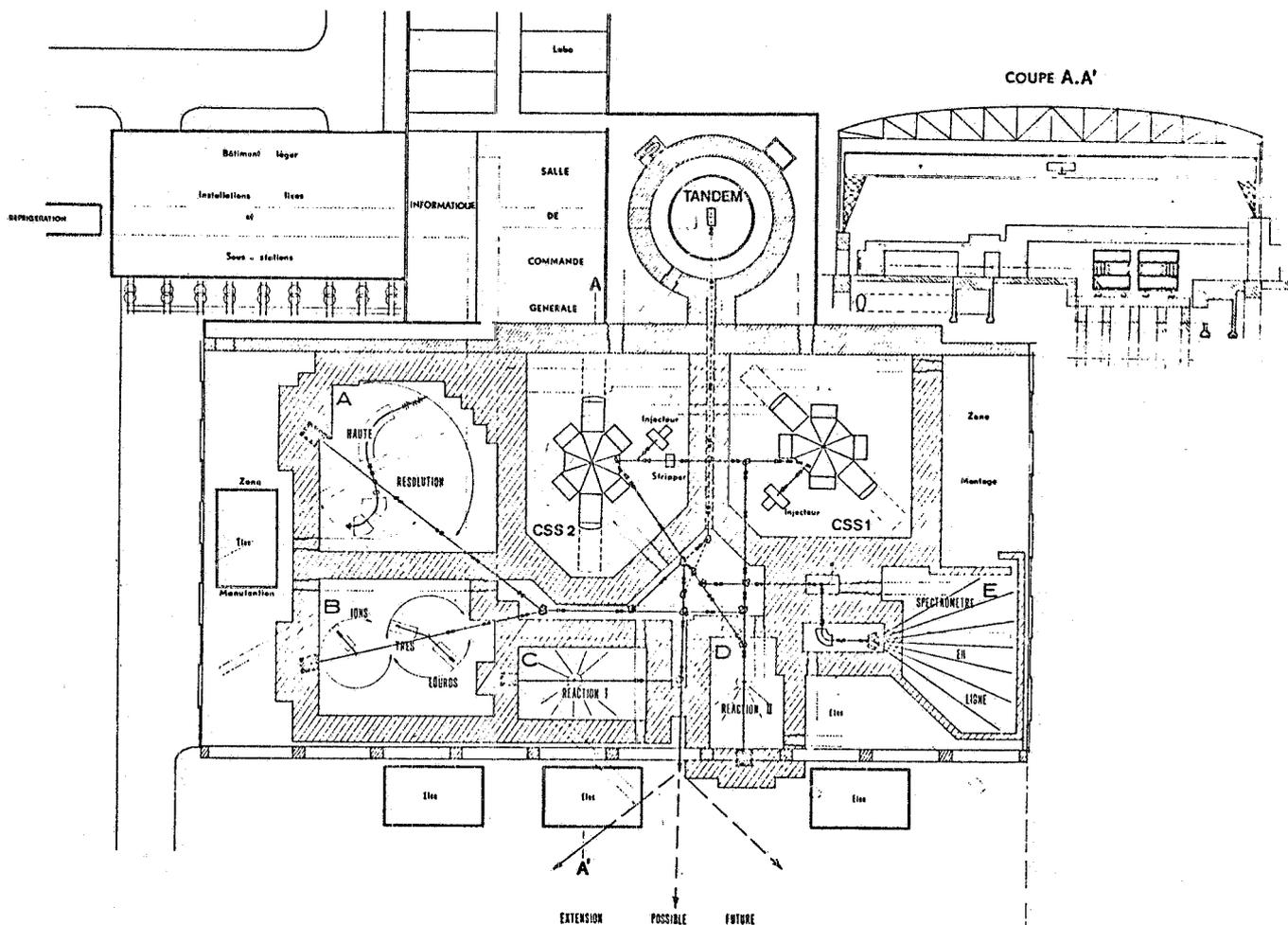


FIG. 6 - Schéma général d'implantation du hall principal de l'accélérateur d'ions lourds et aires expérimentales. On a fait figurer sur ce plan l'extension tandem.

Un groupe d'études CEA-IN<sup>2</sup>p<sup>3</sup> a été constitué pour vérifier la possibilité technique de réaliser un tel ensemble. La décision de construction et le choix d'un site (qui serait autre que la région parisienne) sont attendus en 1976.

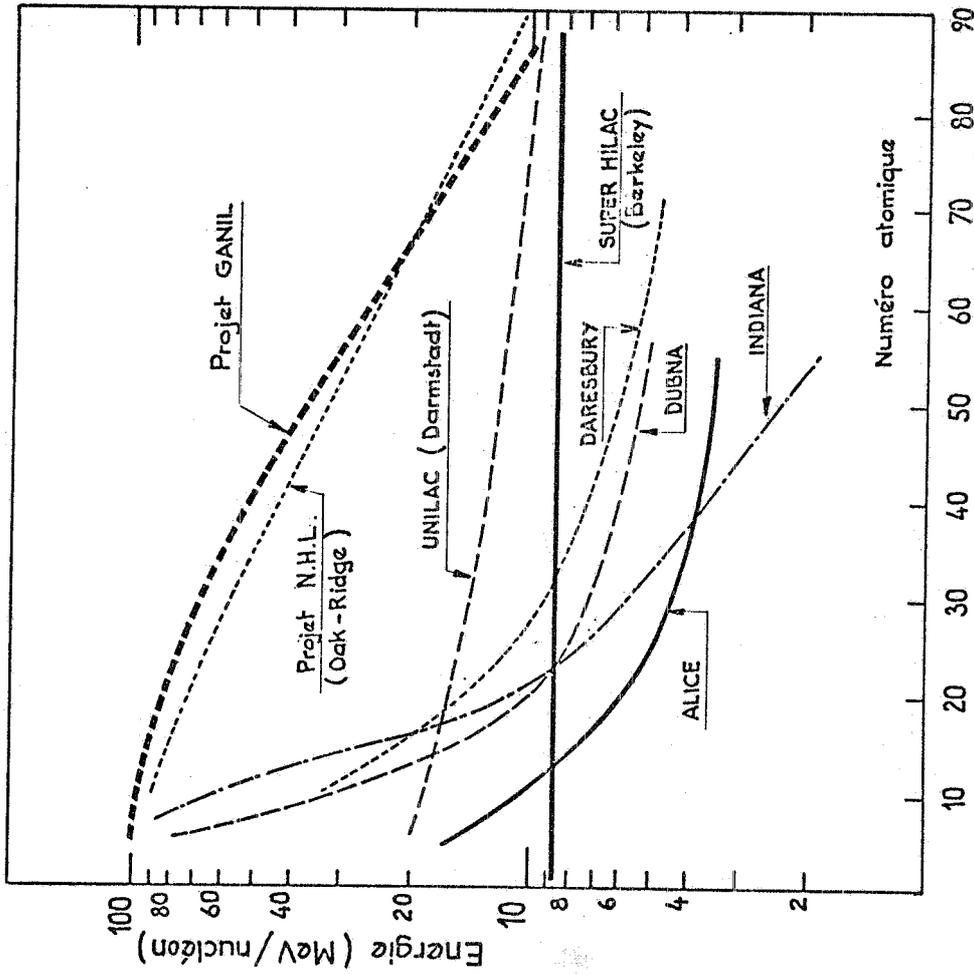


FIG. 7 - Energie par nucléon en fonction du numéro atomique. Comparaison des différents projets avec le projet GANIL. Les courbes tracées correspondent aux performances optimales annoncées.

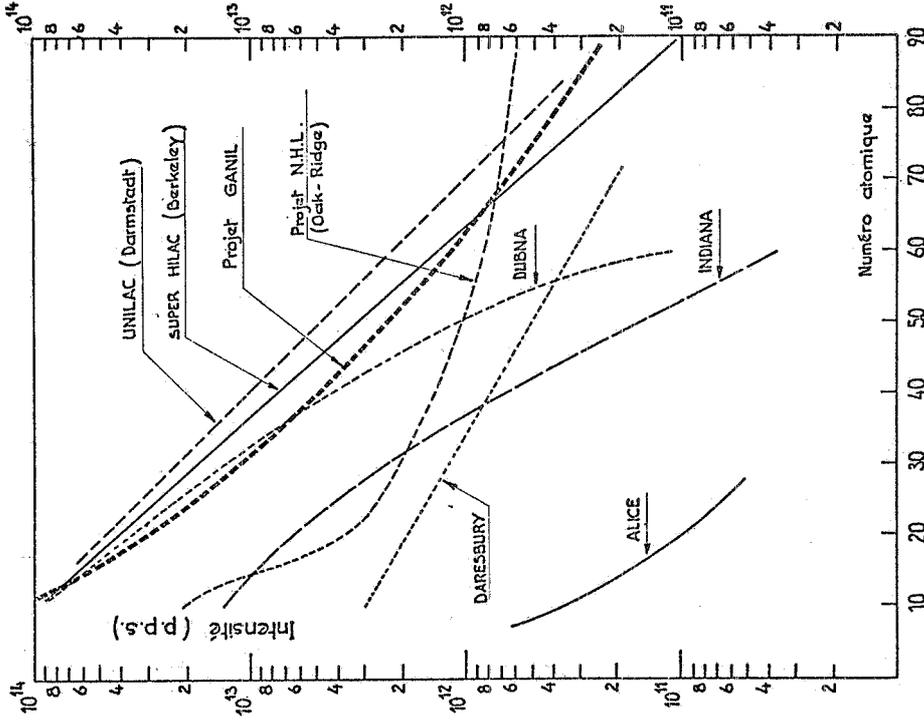


FIG. 8 - Intensité (en particules par seconde) en fonction du numéro atomique. Comparaison des différents projets avec le projet GANIL. Les courbes tracées correspondent aux performances optimales annoncées.