

# Física dels feixos d'electrons d'ús clínic

Antoni Castel, Concha Cinos, Montserrat Colomer i Dolors Linero

Departament de Física i Protecció Radiològica. Ciutat Sanitària de Bellvitge. Hospitalet de Llobregat

## Introducció

Un feix d'electrons, generat en un accelerador lineal per a ús clínic, ha de ser caracteritzat a partir d'una sèrie de paràmetres físics que puguin ser determinats experimentalment mitjançant mètodes de mesura eminentment pràctics, senzills i econòmics; i de manera que a través d'ells, es pugui obtenir la informació bàsica necessària que permeti realitzar la planificació del tractament clínic en el pacient. Així mateix, mitjançant un seguiment periòdic d'aquests paràmetres, s'ha de poder assegurar el bon funcionament de la unitat de tractament. Aquest article té com a objectiu fonamental descriure els paràmetres energètics, i el mètode de determinar-los, a partir dels quals es puguin calcular els paràmetres dosimètrics (poders de frenada, factors de pertorbació, etc.) necessaris per determinar la dosi absorbida i la seva distribució en qualsevol punt del medi material.

## Feixos d'electrons utilitzats en radioteràpia

Els feixos d'electrons d'alta energia s'utilitzen en radioteràpia des de l'any 1950. Inicialment, van ser els generadors de Van de Graaf els primers en ser emprats com a productors de feixos d'electrons. Posteriorment, es van construir els betatrons i, finalment, a partir dels anys setanta, es va generalitzar l'ús dels acceleradors lineals d'alta energia que produeixen feixos de fotons i una varietat de feixos d'electrons de diferents energies.

## Aspectes físics

Un accelerador lineal d'ús clínic (figura 1) consisteix fonamentalment en una guia d'ones que actua com un conductor de microones on té lloc el procés d'acceleració. Aquesta guia d'ones és essencialment una sèrie interconnectada de cavitats ressonants (excitades en l'oscil·lació  $TM_{010}$ ) en les quals s'ha fet el buit, que fan de longitud des de 30 cm fins a uns quants metres (figura 2). Les ones que es transmeten per aquestes cavitats són ones electromagnètiques que tenen les propietats següents:

- i) es propaguen al llarg d'una *direcció prefixada* en el tub d'acceleració,
- ii) tenen una *intensitat de camp elèctric* el més alta possible en la direcció del feix de partícules. Això vol dir que tenen una potència alta (5-30 MW),

iii) la *velocitat de fase* de l'ona és igual a la velocitat de la partícula en tot el tub d'acceleració,

iv) la potència de l'ona electromagnètica es transmet al feix de partícules amb una *eficiència alta*, amb la finalitat que la pèrdua d'energia i l'escalfament de l'accelerador siguin mínims, i

v) la freqüència és d'uns 3.000 MHz.

Aquestes ones, procedents del *clístró* o *magnetró* (amplificadors de microones), són injectades a la guia d'ones igual que els paquets d'electrons provinents d'un filament en espiral de tungstè focalitzat per un elèctrode tubular, que es troben sincronitzats amb les ones (figura 3). La guia d'ones té dues seccions ben diferenciades. Una primera part, anomenada *agrupador*, en la qual la separació dels anells o iris de les cavitats és més curta per permetre l'ajust de la microona a la baixa velocitat inicial dels electrons acabats d'injectar (1/4 a 1/2 de  $c$ ). A continuació aquesta separació va augmentant al llarg d'aquesta primera part, ja que la velocitat dels electrons canvia molt ràpidament. En la segona secció, anomenada *relativista*, l'espaiament és constant ja que els electrons arriben gairebé a la velocitat de la llum. Després de sortir de la guia d'ones, el feix d'electrons passa per un curt tub de transport que el condueix al sistema de desviació que l'orientarà cap al pla de tractament. Els feixos d'electrons que emergeixen d'aquest sistema de desviament tenen una secció recta d'uns mil·límetres. A continuació s'eixampla i homogeneïtza. Hi ha diversos procediments, un dels quals consisteix a fer passar el feix a través de làmines difusores (figura 4). Un mètode alternatiu és el que utilitza un sistema magnètic d'escombratge del feix sobre l'àrea desitjada, de forma anàloga al que succeeix amb l'escombratge d'electrons en els monitors de TV. Per tant, una vegada accelerats els electrons en la guia d'ones i orientats cap al pla de tractament mitjançant un sistema de desviació, aquests han de passar per diferents materials i dispositius (figura 4), els quals permeten: Obtenir mides de camp d'irradiació grans (làmines difusores o sistema d'escombratge), controlar el feix (cambres d'ionització), i utilitzar per al tractament únicament la part central del feix i evitar així la zona de variació de dosi en els marges del mateix (collimadors).

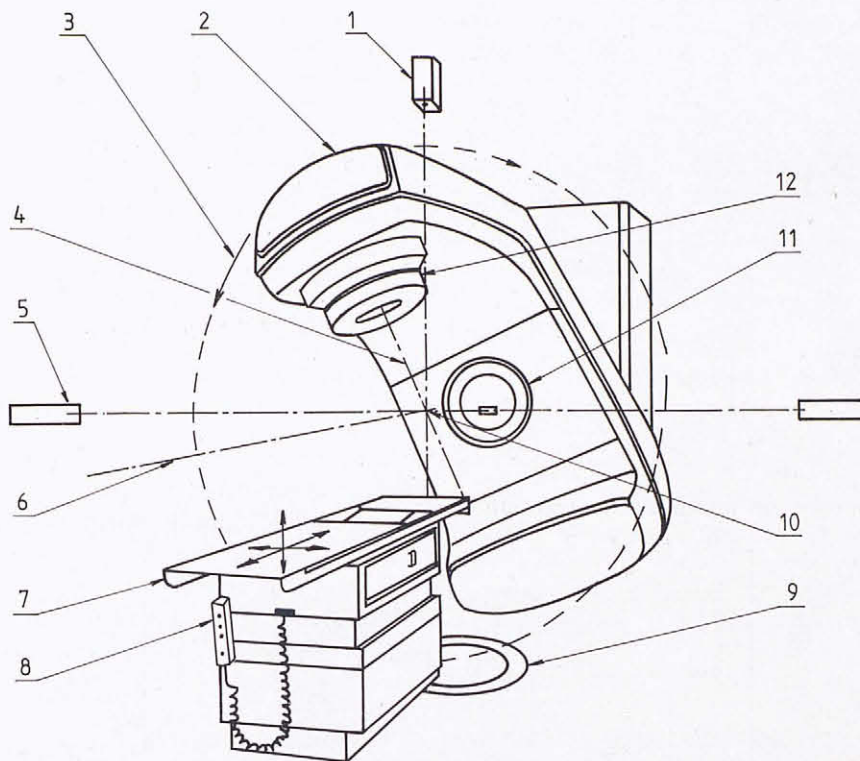


Figura 1: Esquema general extern d'una unitat de tractament d'accelerador lineal. Hi són indicats els moviments de l'accelerador i de la taula: (1) Làser superior, (2) part mòbil de l'accelerador, (3) rotació de la part mòbil, (4) làser lateral, (5) eix de gir, (6) translació de la taula de tractament, (7) taula de tractament, (8) control manual, (9) rotació de la taula, (10) isocentre, (11) indicadors digitals de posició i (12) rotació del collimador

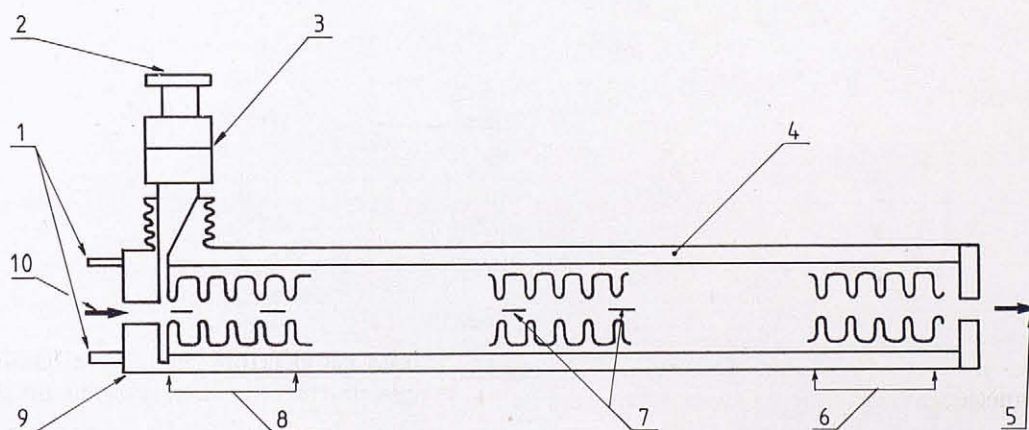


Figura 2: Esquema d'una guia d'ones d'un accelerador lineal. (1) Canons de refredament, (2) injecció de la HF, (3) finestra de la HF, (4) recinte de buit, (5) feix accelerat, (6) càrrega, (7) paquets d'electrons, (8) lloc d'agrupament, (9) cap de la HF i (10) injecció dels electrons

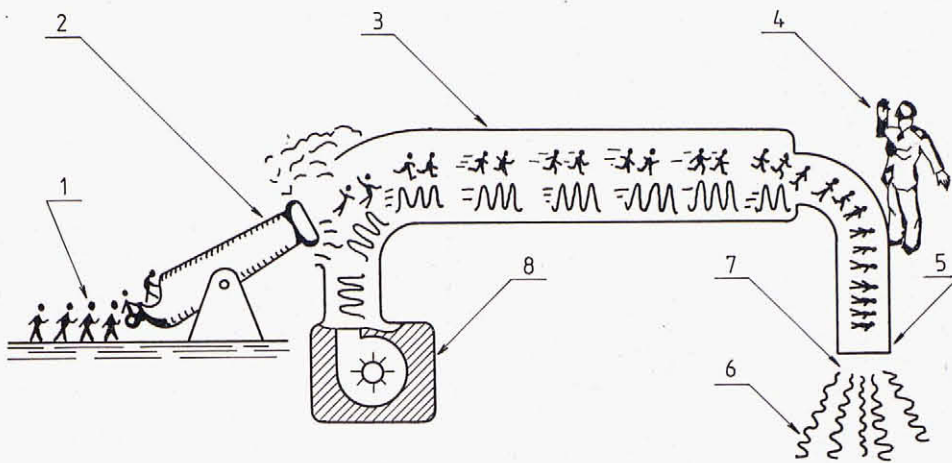


Figura 3: Idea bàsica del funcionament d'un accelerador lineal. (1) Electrons, (2) canó d'electrons, (3) guia d'ones, (4) sistema de desviació del feix d'electrons, (5) filtre de dispersió, (6) feix d'irradiació, (7) fitó i (8) magnetró

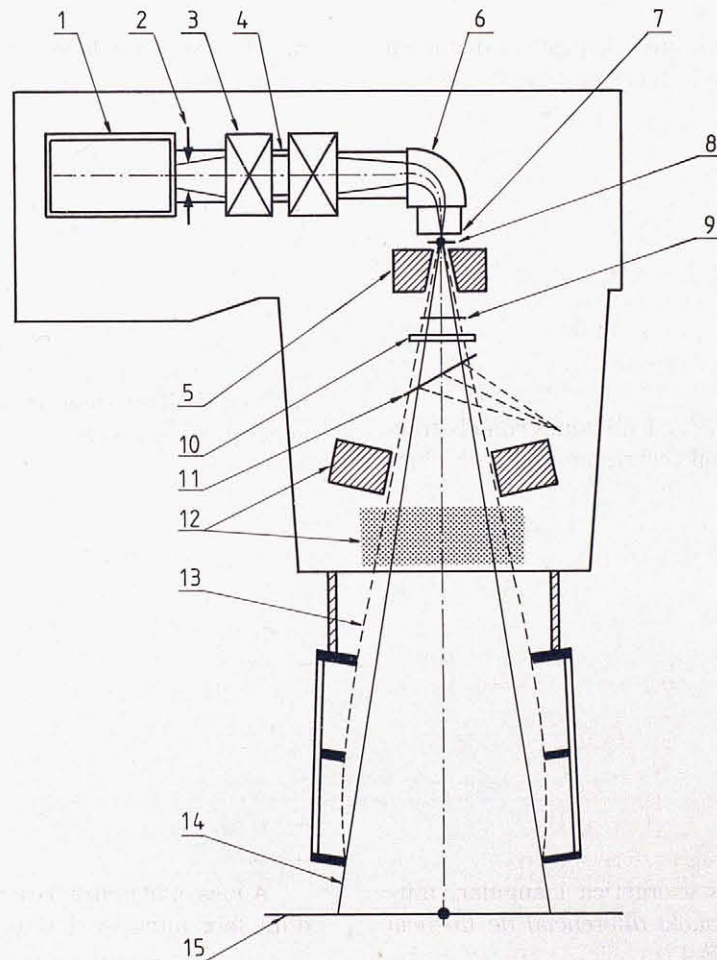


Figura 4: Esquema intern global de les parts que componen un accelerador lineal, així com els diferents tipus de feixos d'electrons que existeixen en els seu interior. (1) Guia acceleradora, (2) feix intrínsec, (3) quadrupols, (4) feix inicial, (5) col·limador primari, (6) sistema de desviació, (7) finestra de buit, (8) làmina de dispersió primària, (9) làmina de dispersió secundària, (10) cambra d'ionització, (11) mirall, (12) col·limadors del feix de fotons, (13) trajectòria de col·limació del feix d'electrons, (14) límit geomètric del feix i (15) superfície del pacient

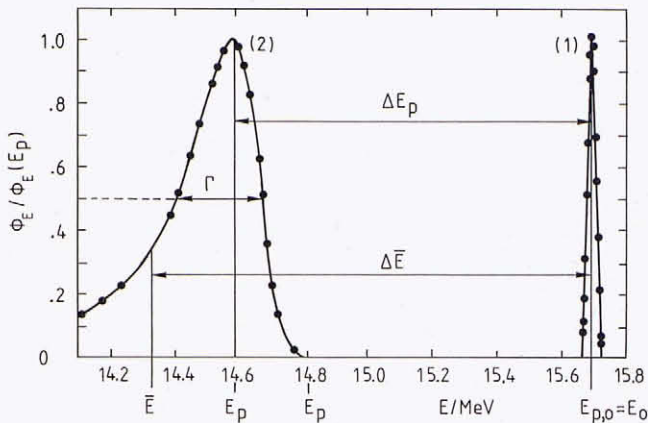


Figura 5: Distribucions energètiques d': (1) un feix d'electrons intrínsec obtingut amb un betatró i (2) un feix d'electrons que travessa una làmina de densitat superficial de 0,86 g/cm

Malgrat tot, aquests materials i dispositius degraden l'energia del feix i eixamplen l'espectre energètic tal com veurem més endavant.

### Aspectes clínics

El principal avantatge de la utilització dels feixos d'electrons d'energia alta en radioteràpia és la capacitat que tenen de dipositar una dosi alta en volums superficials o a una profunditat moderada, sense danyar els teixits sans situats a major profunditat. Això és degut al curt abast que tenen els electrons quan interaccionen amb la matèria.

Alguns exemples d'aplicacions clíniques són els tractaments de neoplàsies de pell (carcinomes cutanis, limfomes cutanis de cèl·lules T, *micosi fungoide* i sarcomes de Kaposi), la paret toràcica en el carcinoma de mama, sarcomes, tumors d'Askin..., és a dir, tots aquells tractaments que per la seva localització anatòmica així ho requereixen.

El rang d'energies dels feixos d'electrons més usual, des del punt de vista clínic, està comprès entre 5 i 50 MeV.

### Característiques generals dels feixos d'electrons

En general un feix d'electrons es caracteritza especificant les seves distribucions energètica i angular, mitjançant la funció de distribució diferencial de fluència electrònica,  $\Phi_{e,\Omega}$ , que satisfà l'equació de transport independent del temps i representa el nombre d'electrons amb energia compresa entre  $E$  i  $E + dE$  que atravessen una àrea  $dS$  descrita pel vector normal  $\vec{\Omega}$  que subtendeix l'angle sòlid  $d\Omega$  des del focus de radiació.

No obstant això, en el cas de feixos d'ús clínic i com que la finalitat és obtenir la dosi absorbida i la seva

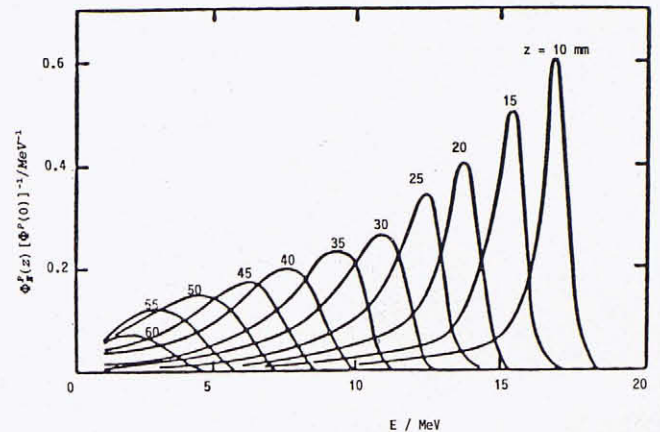


Figura 7: Degradació d'un espectre d'un feix d'electrons d'energia inicial  $E_i = 20$  MeV. Els valors han estat obtinguts per un espectròmetre de centelleig i corregits per la seva resolució

distribució en qualsevol punt del medi material irradiat, per planificar posteriorment la dosi que cal subministrar en el volum d'interès, i que els mètodes de mesura han de ser econòmics, pràctics i versàtils, senzills i ràpids en la seva execució per no interferir en excés en el temps d'utilització de l'equip per a ús clínic, no és pràctic determinar aquesta funció de distribució,  $\Phi_{E,\Omega}$ , ja que les propietats dosimètriques dels feixos d'electrons per a ús clínic depenen més directament de l'espectre diferencial d'energia,  $\Phi_E$ . En determinades situacions, és suficient caracteritzar  $\Phi_E$  amb només un paràmetre energètic, però en d'altres casos en són necessaris dos o més. En general, un espectre energètic es pot caracteritzar mitjançant els paràmetres següents (figura 5): (i) l'energia màxima ( $E_{\max}$ ), (ii) l'energia més probable ( $E_p$ ), (iii) l'energia mitjana ( $\bar{E}$ ), i (iv) l'amplada total de la distribució energètica a la meitat del màxim ( $\Gamma$ ).

Aquests paràmetres energètics seran diferents segons en quin punt de la trajectòria del feix es consideri la distribució energètica, i se'ls caracteritza amb els índexs:  $a$ ,  $i$ ,  $o$ ,  $z$ , (figura 6) per indicar si l'energia correspon a: (a) el feix intrínsec de l'accelerador (a la sortida de la guia d'ones), (i) el feix inicial existent a la cara interna de la finestra de buit, (o) el feix a la superfície del maniquí o pacient, o ( $z$ ) el feix a la profunditat  $z$  del maniquí o pacient.

A més, a la figura 5 es mostra la distribució d'energia d'un feix intrínsec i d'un altre que ha travessat una làmina d'alumini de densitat superficial 0,86 g/cm<sup>2</sup>. Els punts representen valors experimentals. L'amplada que apareix en el feix intrínsec és deguda fonamentalment al límit de resolució de l'espectròmetre. La línia contínua de la corba 2, de la mateixa figura 5, coincideix aproximadament amb la distribució energètica predita a la teoria de Landau.

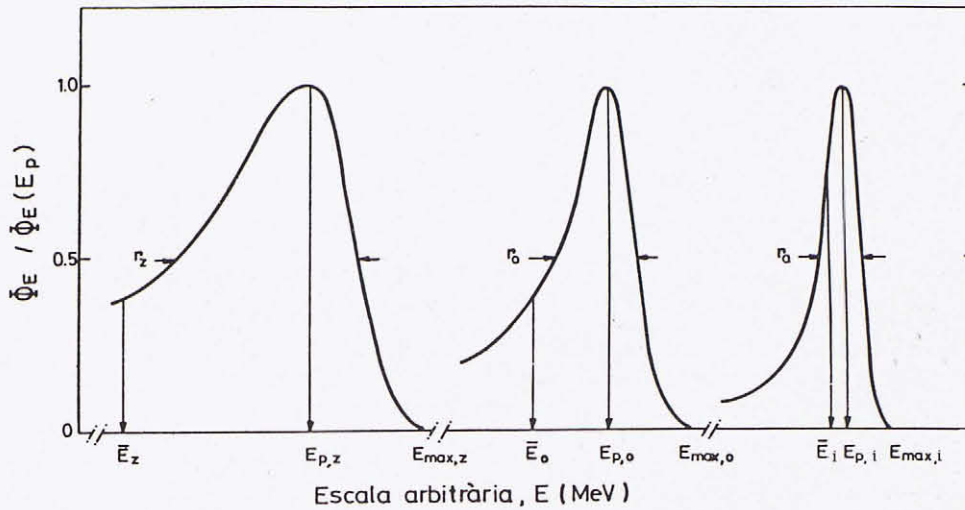


Figura 6: Paràmetres energètics i distribucions energètiques d': (i) un feix inicial existent a la cara interna de la finestra de buit, (o) un feix a la superfície del maniquí i (z) un feix a la profunditat  $z$  del maniquí o pacient

A la figura 7 es mostra la degradació que sofreix un espectre d'un feix d'electrons d'energia 20 MeV quan travessa làmines de carboni amb diferents gruixos. Harder va demostrar que l'energia més probable i la mitjana de l'espectre decreixen linealment amb el gruix de l'absorbent (figura 8).

### Distribució energètica del feix intrínsec i del feix inicial

La distribució energètica dels electrons, abans que aquests passin a través dels sistemes modificadors del feix, depèn del tipus d'accelerador i dels mètodes d'injecció i d'extracció d'electrons.

Generalment, la distribució energètica dels feixos intrínsecs és molt estreta, concretament: per a betatrons,  $\Gamma_a < 20$  keV i per a microtrons,  $\Gamma_a < 40$  keV. Per a acceleradors lineals aquesta distribució és més ampla. En particular, segons sigui el tipus d'ona acceleradora injectada,  $\Gamma_a$  pren un valor al voltant del 10% de l'energia més probable,  $E_{p,a}$ , i en funció del tipus de guia d'ona,  $\Gamma_a$  seria aproximadament d'un 5%.

La diferència en la mida de l'amplada energètica de l'espectre entre diferents acceleradors influeix en la forma de la corba de dosi en profunditat, és a dir, en la distribució de la dosi al llarg de l'eix del feix a l'interior del medi irradiat.

Una descripció del feix inicial hauria, per tant, d'incloure almenys un dels paràmetres d'energia:  $E_{p,i}$ ,  $\bar{E}_i$  o  $E_{max,i}$ , juntament amb l'amplada total de la distribució d'energia,  $\Gamma_i$ .

### Distribució energètica del feix en la superfície del maniquí

La pèrdua d'energia dels electrons en el seu recorregut des de l'interior de la finestra de buit de l'accelerador

fins a la superfície del pacient produeix un desplaçament de la distribució d'energia cap a energies menors i un aixamplament de l'espectre energètic.

Els paràmetres d'energia a la superfície poden avaluar-se a partir dels paràmetres d'energia del feix inicial si es coneix la composició atòmica i els gruixos dels diferents medis que travessa el feix d'electrons, i viceversa.

$E_{p,o}$  es pot obtenir de  $E_{p,i}$ , simplement restant-li la pèrdua d'energia més probable en les diferents capes dels medis travessats pel feix. La pèrdua d'energia més probable en la capa  $n$  és bastant aproximada a la pèrdua d'energia mitjana per col·lisió,  $(\Delta E)_{col,n}$ , en la capa  $n$ , quan el nombre atòmic de la capa travessada és baix, a causa del fet que la pèrdua d'energia per radiació de frenada és menyspreable.

Per tant, la relació utilitzada és:

$$E_{p,o} = E_{p,i} - \sum (\Delta E)_{col,n} \quad (1)$$

$\bar{E}_o$  es pot obtenir a partir de  $\bar{E}_i$  restant-li les pèrdues d'energia mitjana en les capes del medi en què intervé:

$$\bar{E}_o = \bar{E}_i - \sum (\Delta E)_{tot,n} \quad (2)$$

on  $(\Delta E)_{tot,n}$  és la pèrdua d'energia mitjana total en la capa  $n$  (pèrdues per col·lisió i per radiació). Aquesta equació és aproximada, però la seva exactitud és suficient per als propòsits dosimètrics quant al calibratge dels feixos d'electrons d'ús clínic.

Una estimació de  $E_{max,o}$  ens la dóna:

$$E_{max,o} \simeq \bar{E}_{max,i} - \sum (\Delta E)_{col,n} \quad (3)$$

la qual seria com un límit inferior de  $E_{max,o}$  ja que alguns electrons sofreixen pèrdues d'energia menors que  $(\Delta E)_{col,n}$ .

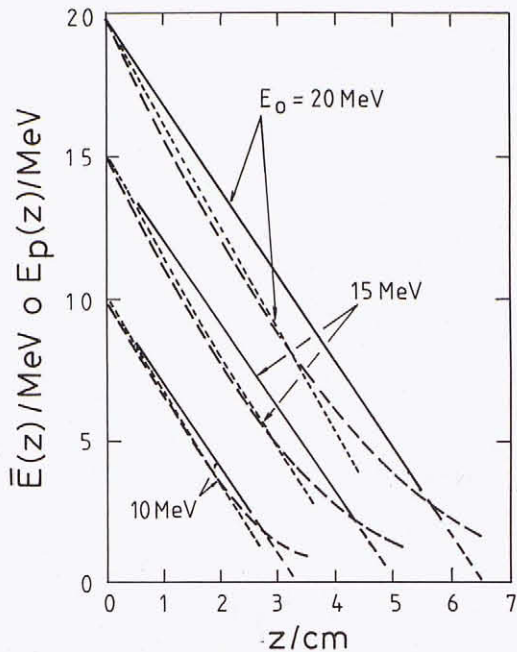


Figura 8: Decreixement de l'energia més probable,  $E_p$ , (línia recta i extrapolació) i de l'energia mitjana,  $E_z$  (corba puntejada) en funció del gruix de l'absorbent

L'amplada de l'espectre d'energia a la superfície del maniquí  $\Gamma_o$ , està composta de diverses contribucions i es pot estimar a partir de la relació:

$$\Gamma_o = \Gamma_i + \sum \Gamma_n \quad (4)$$

on  $\Gamma_i$  indica l'amplada d'energia del feix inicial i  $\Gamma_n$  indica l'amplada d'energia deguda als filtres, a l'aire i a altres materials en el feix.

Quan són coneguts els paràmetres energètics a la superfície del maniquí, els corresponents paràmetres a la profunditat  $z$  del maniquí es poden obtenir a partir d'ells (vegeu més endavant).

### Especificació de l'energia d'un feix d'electrons

En tractaments de radioteràpia amb feixos d'electrons compresos en l'interval energètic entre 1 MeV i 50 MeV, l'especificació de l'energia no requereix conèixer tots els paràmetres energètics mencionats anteriorment. En la majoria dels protocols vigents s'estableix la necessitat de determinar l'energia més probable,  $E_{p,o}$ , i l'energia mitjana,  $\bar{E}_o$ , ambdues a la superfície del maniquí o del pacient.

La  $E_{p,o}$ , per caracteritzar les corbes de distribució de dosi en profunditat i la  $\bar{E}_o$ , per determinar els factors dosimètrics que intervenen en la determinació de la dosi absorbida en aigua i per tant en el pacient.

No obstant això, hi ha altres paràmetres energètics que s'utilitzen independentment per caracteritzar el feix,

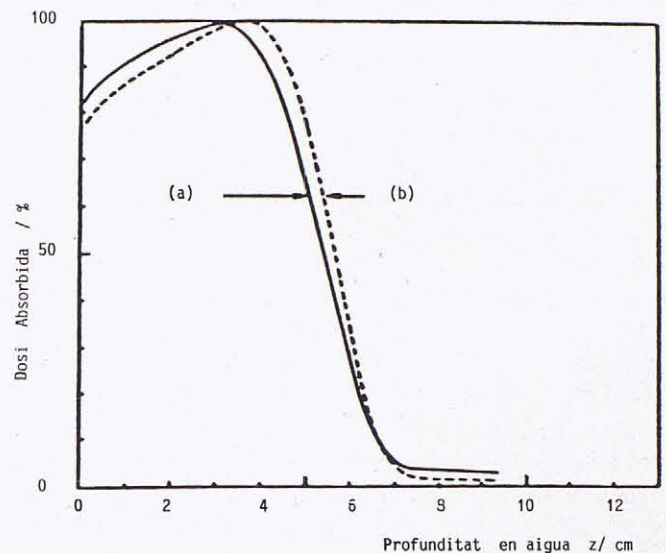


Figura 9: Determinació experimental de les distribucions de dosi en profunditat de dos feixos d'electrons amb la mateixa energia més probable a la superfície del maniquí,  $E_{p,o} = 13,6$  MeV, però amb diferents amplades de l'espectre energètic. Els altres paràmetres són pràcticament iguals

que són: l'energia més probable a la finestra de buit de l'accelerador,  $E_{p,i}$ , i l'energia mitjana a qualsevol profunditat en el medi,  $\bar{E}_z$ .

La  $E_{p,i}$  és el paràmetre utilitzat amb major freqüència per seleccionar l'energia del feix a la consola de l'accelerador (energia nominal), perquè és independent dels filtres homogeneïtzadors, cambres d'ionització, cambres monitores, etc., que s'interposin en la trajectòria del feix.

### Problemes associats a la caracterització descrita del feix d'electrons

En el cas de comparar dos feixos que tinguin la mateixa energia més probable a la superfície del maniquí, igual mida de camp i distància font-superfície, idèntica dispersió angular, però diferent amplada de l'espectre energètic, no és suficient d'especificar només  $E_{p,o}$ , ja que aquests feixos poden produir distribucions de dosi absorbida en profunditat diferents (figura 9). Per tant, per completar l'anterior caracterització descrita s'hi afegeix la distribució de dosi absorbida en profunditat amb tots els paràmetres d'abast que hi són detallats.

La determinació dels factors dosimètrics (poders de frenada) a partir de l'energia mitjana del feix és una aproximació raonable excepte per a feixos amb distribucions energètiques o angulars extremes a la superfície del medi. Això és així perquè els poders de frenada s'han

calculat per a feixos monoenergètics i monodireccionals d'electrons. No obstant això, estrictament, aquests factors haurien d'avaluar-se considerant l'espectre energètic complet en el punt d'interès. Per exemple, s'han trobat diferències de -0,4% en la determinació de la dosi absorbida a partir d'aquests factors per a un feix de  $\bar{E}_o \approx 9\text{MeV}$  d'espectre ample (acceleradors que utilitzen una làmina gruixuda per homogeneïtzar el feix) i de +1,8% en feixos d'espectre estret (acceleradors amb làmines homogeneïtzadores primes), amb l'obtinguda mitjançant dosimetria química.

### Determinació pràctica de l'energia d'un feix d'electrons

Hi ha diferents mètodes de mesura per determinar l'energia: (i) mesures del llindar de reaccions nuclears, (ii) mesures d'abast a partir de procediments ionomètrics i (iii) mesures de la radiació llindar de Cerenkov.

La Nordic Association of Clinical Physics (NACP), la International Atomic Energy Agency (IAEA) i la Sociedad Española de Física Médica, entre altres, recomanen realitzar les mesures pel segon mètode. La raó és òbvia, es tracta d'un sistema més econòmic, més senzill i, per tant, és el que s'ha desenvolupat preferentment per a l'ús clínic.

Les energies més probable,  $E_{p,o}$ , i mitjana,  $\bar{E}_o$ , les podem obtenir pel procediment ionomètric, gràcies a l'ús d'unes relacions empíriques entre l'energia cinètica i els paràmetres d'abast que caracteritzen la penetració dels electrons en diversos materials. Aquestes relacions són estrictament vàlides per a feixos amples i paral·lels d'electrons, incidents perpendicularment sobre un maniquí semiinfinit d'aigua.

No és possible fixar un límit a partir del qual el feix clínic pugui ser considerat com un feix ample, és a dir, que la distribució de dosi en profunditat en l'eix central sigui independent de la mida del feix. A partir de certs resultats experimentals es recomana utilitzar els criteris següents en la realització de les mesures:

- i) Mides de camp: camps de  $12 \times 12 \text{ cm}^2$  per a energies fins a 15 MeV i camps més grans de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  per a energies superiors.
- ii) Dimensions del maniquí: marge al voltant del camp utilitzat: superior a 5 cm i profunditat de 5 a 10 cm més que l'abast pràctic.
- iii) Material del maniquí: aigua. També hi ha la possibilitat d'utilitzar maniquins de plaques de plàstic conductor, com l'A-150, per al cas de feixos d'electrons amb energia mitjana en superfície inferior a 15 MeV.

Els paràmetres d'abast es defineixen a partir de la distribució de dosi absorbida en profunditat (figura 10).

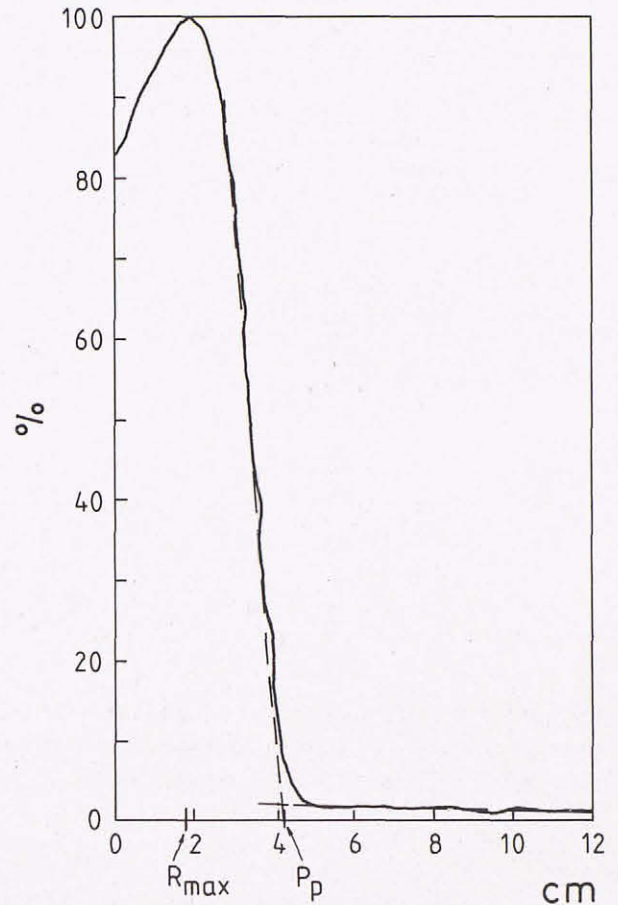


Figura 10: Model de distribució de dosi absorbida en profunditat per un feix d'electrons d'energia 9 MeV produït per un accelerador lineal model THERAC 20, C.G.R. (Dades i càlculs obtinguts pel sistema RFA-300, THERADOS). En abscisses, profunditat i en ordenades, percentatge de dosi

Els més rellevants són: (i) l'abast o rang pràctic,  $R_p$ , definit com la profunditat on la tangent a la porció recta del trajecte descendent de la corba talla amb la prolongació del fons de radiació de frenada, (ii) la profunditat d'hemiabsorció,  $R_{50}$ , que es defineix com la profunditat a la qual es troba el nivell 50% de dosi en profunditat.

En la taula 1 es mostren, com a exemple de tot això, els paràmetres energètics dels feixos d'electrons produïts per dos acceleradors lineals.

### Relacions empíriques entre els paràmetres energètics i els paràmetres d'abast

#### Determinació de $E_{p,o}$

L'energia més probable a la superfície del maniquí,  $E_{p,o}$ , està relacionada directament amb l'abast pràctic en aigua, per l'equació empírica següent:

$$E_{p,o} = C_1 + C_2 \cdot R_p + C_3 \cdot R_p^2 \quad (5)$$

Segons es mostrava a (NACP, 1981) i (ICRU, 1984) aquesta equació reproduïa els valors mesurats amb una

CLINAC 18

$E_{\text{nom}}$ MeV	$\bar{E}_0$ MeV	$R_{50}$ cm	$E_{p,0}$ MeV	$R_p$ cm	% $R_x$
6	4,78	1,99	5,37	2,59	2,16
9	7,97	3,39	8,68	4,25	3,90

THERAC 20

$E_{\text{nom}}$ MeV	$\bar{E}_0$ MeV	$R_{50}$ cm	$E_{p,0}$ MeV	$R_p$ cm	% $R_x$
6	5,14	2,15	5,63	2,73	0,40
9	8,26	3,51	8,89	4,35	0,93

Taula 1: Relació entre les energies nominals de 6 i 9 MeV per als feixos d'electrons produïts pels acceleradors CLINAC 18 i THERAC 20.  $\bar{E}_0$ , energia mitjana a la superfície del maniquí;  $R_{50}$ , abast d'hemiabsorció;  $E_{p,0}$ , energia més probable a la superfície;  $R_p$ , abast pràctic i %  $R_x$ , percentatge de radiació de frenada

exactitud del 2% des d'uns pocs MeV fins a 50 MeV amb els següents valors dels paràmetres:

$$C_1 = 0,22 \text{ MeV}, C_2 = 1,98 \text{ MeV/cm i}$$

$$C_3 = 0,0025 \text{ MeV/cm}^2.$$

Recentment valors similars han estat obtinguts per mètodes de Montecarlo.

L'equació (5) només és vàlida per a mides grans de camp i per a la pràctica totalitat dels acceleradors existents.

$R_p$  s'ha de determinar a partir de distribucions de dosi en profunditat obtingudes amb una distància focus-superfície d'1 m. La seva determinació presenta alguns problemes.

Tal com hem vist anteriorment,  $R_p$  està definit sobre la corba de dosi absorbida en profunditat; malgrat això, si les mesures es fan en cambres d'ionització la determinació de  $R_p$  es realitza sobre la corba d'ionització en profunditat. La diferència que podem trobar-nos en determinar  $R_p$  per una o altra és d'1 a 2 mm. Actualment s'ha generalitzat l'ús de detectors semiconductors amb els quals s'obté directament la distribució de dosi absorbida en profunditat.

Una segona discussió seria sobre la necessitat de determinar  $R_p$  a partir de distribucions de dosi en profunditat corregides, en cada punt, per la divergència del feix, és a dir, corregides per l'invers del quadrat de la distància:

$$\frac{(D_{\text{eff}} + d)^2}{D_{\text{eff}}^2} \quad (6)$$

on  $d$  és la profunditat i  $D_{\text{eff}}$  és la distància efectiva focus-superfície, donada per la distància entre la font virtual i la superfície del maniquí.

$\bar{E}_0$ /MeV	$R_{50}^D$ /cm	$R_{50}^J$ /cm
6	2,5	2,5
9	3,8	3,8
12	5,1	5,1
18	7,8	7,6
22	8,6	8,4

Taula 2: Relació entre l'energia mitjana d'un feix d'electrons en la superfície d'un maniquí d'aigua,  $\bar{E}_0$ , i l'abast  $R_{50}$  obtingut pel mesurament de la dosi absorbida,  $R_{50}^D$ /cm, i la ionització en profunditat  $R_{50}^J$ /cm (NACP, 1980)

**Determinació de  $\bar{E}_0$**

Hi ha diferents mètodes per determinar  $\bar{E}_0$ . Un primer mètode seria determinar l'energia mitjana a la superfície del medi irradiat mitjançant l'equació empírica següent:

$$\bar{E}_0 = C_4 \cdot R_{50} \quad (7)$$

on  $C_4$  és una constant i  $R_{50}$  és la profunditat d'hemiabsorció en aigua, definida anteriorment.

El valor de  $C_4$  és de 2,33 MeV/cm, utilitzat pels protocols de l'Associació Americana de Físics d'Hospital (1983), la NACP (1981) i el de la Sociedad Española de Física Médica, i obtingut per Berger i Seltzer mitjançant càlculs de Montecarlo. Aquest valor és vàlid si es consideren mides grans de camp en l'interval energètic de 5 a 50 MeV i  $R_{50}$  es determina a partir de les corbes de dosi absorbida en profunditat per a distància font-detector constant.

El segon mètode per determinar  $\bar{E}_0$  seria a partir de la relació  $R_{50}$  (obtinguda a partir de la corba de dosi absorbida o d'ionització en profunditat amb DFS=1 m) i  $\bar{E}_0$ , mitjançant la taula 2, obtinguda per la NACP (1980).

**Determinació de  $\bar{E}_z$**

La variació de l'energia mitjana amb la profunditat es determina normalment mitjançant relacions aproximades. A continuació en detallem tres:

*Relació lineal de Harder.* Per a feixos monoenergètics d'electrons, Harder va suggerir que la dependència amb la profunditat de l'energia mitjana es pot aproximar per la de l'energia més probable mitjançant una relació empírica lineal, tal com hem indicat anteriorment, molt utilitzada en la pràctica, on es relaciona l'energia més probable a la superfície del maniquí, l'abast pràctic ( $R_p$ ) i el gruix del medi o profunditat d'interès,  $z$ :

$$\bar{E}_z \approx \bar{E}_{p,z} = E_{p,0} \cdot \left(1 - \frac{z}{R_p}\right) \quad (8)$$

$E_{p,0}$  se substitueix normalment per  $\bar{E}_0'$ ; això no obstant, s'ha de tenir en compte que: ajustar  $E_{p,0}$  a  $\bar{E}_0$  és només



$z/R_p$	Energia mitjana a la superfície ( $\bar{E}_z$ )					
	5 Mev	10 Mev	20 Mev	30 Mev	40 Mev	50 Mev
0,00	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
0,20	0,772	0,766	0,754	0,732	0,712	0,692
0,40	0,527	0,523	0,514	0,488	0,466	0,444
0,60	0,313	0,309	0,300	0,282	0,269	0,256
0,80	0,164	0,159	0,149	0,138	0,131	0,124
1,00	0,077	0,071	0,059	0,053	0,049	0,045

Taula 3: Raó entre l'energia mitjana d'un feix d'electrons a una profunditat en aigua,  $\bar{E}_z$ , i l'energia mitjana a la superfície d'un maniquí d'aigua,  $\bar{E}_0$ . Les profunditats s'expressen en fraccions de  $R_p$

vàlid per a feixos amb una amplada d'espectre petita, per a la qual cosa per la majoria dels feixos s'hauria d'utilitzar estrictament només la variació de l'energia més probable, ja que  $\bar{E}_0$  pot ser alguns MeV inferior a  $E_{p,o}$ , i que l'energia mitjana decreix inicialment amb més rapidesa per la influència de les pèrdues energètiques per radiació.

D'altra banda, hi ha una forta dependència de la raó de poders de frenada aigua/aire amb l'energia, per la qual cosa l'aproximació de Harder es pot emprar només per a energies inferiors a 10 MeV, o per a petites profunditats en energies superiors.

*Relació exponencial:* Si considerem el poder de frenada de col·lisió independent de la profunditat i el de radiació directament proporcional a l'energia mitjana, cosa que és una bona aproximació en un ampli ventall d'energies, es pot demostrar que l'energia mitjana en profunditat decreix de forma exponencial (amb una bona precisió fins a profunditats d'aproximadament la primera meitat de l'abast dels electrons), i s'obté una nova expressió que permet calcular  $\bar{E}_z$ :

$$\bar{E}_z = \bar{E}_0 \cdot \frac{S_{\text{tot}} \cdot \exp(-z \cdot S_{\text{rad}}/\bar{E}_0) - S_{\text{col}}}{S_{\text{rad}}} \quad (8)$$

on  $S_{\text{col}}$ ,  $S_{\text{rad}}$  i  $S_{\text{tot}}$  són, respectivament, els poders lineals de frenada per col·lisió, radiació i total, corresponents a l'energia mitjana a la superfície,  $\bar{E}_0$ .

*Relació mitjançant valors obtinguts per mètodes de Montecarlo:* Per a qualsevol profunditat es dona a la taula 3 la raó entre l'energia mitjana a una profunditat en aigua (mesurada en fraccions de  $z/R_p$ ) i l'energia mitjana a la superfície del maniquí, per a feixos de 5 a 50 MeV, calculats pel mètode de Montecarlo. Aquests valors són, en primera aproximació, vàlids per a feixos clínics independentment de la seva dispersió angular i de l'amplada energètica de l'espectre.

## Conclusió

Una vegada caracteritzat el feix d'electrons mitjançant els paràmetres descrits, estem en disposició de: (i) intercomparar feixos d'electrons produïts per diferents acceleradors, (ii) verificar el bon funcionament de la unitat de tractament, comprovant periòdicament que l'energia es manté constant i (iii) determinar la dosi absorbida en qualsevol punt del medi irradiat. En un pròxim article es descriurà com es determina la dosi absorbida en un punt qualsevol d'un medi irradiat per feixos d'electrons. Per a això s'exposaran els principis teòrics de la mesura i el càlcul dels factors que depenen únicament de l'instrument de mesura i que, al mateix temps, estan relacionats amb els paràmetres energètics especificats anteriorment.

## Bibliografia

- ICRU. "Radiation Dosimetry: Electron Beams with Energies between 1 and 50 MeV", ICRU Report, 50 (USA, 1984)
- NACP. "Recommendations of the Nordic Association of Clinical Physics. Electron Beams with Mean Energies at the Phantom Surface below 15 MeV", *Acta Radiol. Oncol.*, **20**, 403 (1981)
- SEFM, "Procedimientos recomendados para la dosimetría de fotones y electrones de energías comprendidas entre 1 MeV y 50 MeV en radioterapia de haces externos", SEFM, Publ. nr. 1/1984 (Madrid, 1984)