

20 ejempl.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

**Cálculos del Blindaje y Producción de Ozono
para un Acelerador de Electrones
de 3 MeV. y 15mA.**

TESIS PROFESIONAL

que para obtener el Título de
F I S I C O
p r e s e n t a :

EDUARDO GASCA ALVAREZ

México, D. F.

1981



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

I N D I C E :

Introducción	i
I. Tipos y Fuentes de Radiación	1
I.1. Radiación Alfa	2
I.2. Radiación Beta	3
I.3. Radiación Gamma	9
I.4. Aceleradores de partículas	11
II. Interacción de Electrones con Materia	13
II.1. Producción de rayos X	13
II.2. Dispersiones inelásticas	21
II.3. Dispersiones elásticas	22
II.4. Penetración de electrones monoenergéticos	23
III. Interacción de Radiación Gamma con Materia	27
III.1. Efecto Compton	29
III.2. Efecto fotoeléctrico	32
III.3. Producción de pares	34
III.4. Atenuación de la radiación gamma en la materia	39
IV. Acelerador Dynamitrón	43
IV.1. Sistema generador y acelerador de electrones ..	43
IV.2. Sistema multiplicador de voltaje	47
IV.3. Oscilador de radiofrecuencia	52
IV.4. Consola de control	55
V. Requerimientos de Protección Radiológica de las Instalaciones de un acelerador de 3 MeV y 15 mA	57
V.1. Calculos para la protección contra la radiación.	58
V.2. Calculos de producción de ozono	91
Bibliografía	105
Agradecimientos .	

I N T R O D U C C I O N

Los aceleradores de partículas han experimentado un desarrollo muy rápido durante los últimos 50 años. En pocos campos de la ciencia se ha tenido un progreso tan espectacular. Durante este tiempo relativamente corto, la energía de las partículas aceleradas se ha incrementado de unos pocos cientos de kiloelectronvolts a muchos billones de electronvolts. Las investigaciones sobre física nuclear y las propiedades de las partículas elementales deben mucho de su progreso, al continuo incremento de la energía, alcanzado por esta serie de máquinas electronucleares cada una más potente y eficiente que su predecesora.

El desarrollo de aceleradores de electrones de alta potencia, unido al cada vez mayor costo del petróleo y sus derivados los reactivos químicos utilizados en los procesos industriales, que pueden ser sustituidos por la radiación, han hecho de los procesos por irradiación procesos más económicos que los convencionales, a la vez que son no contaminantes, como por ejemplo, en los casos de preservación de alimentos, esterilización de productos médicos, procesamiento de productos de plásticos o caucho, etc.

Existen otros procesos industriales en los que se pueden utilizar los aceleradores, sin embargo, sea cual fuere su aplicación (industrial o científica), deben existir ciertas normas

de seguridad para proteger a las personas de los efectos de la radiación. Esto es importante, ya que de nada sirve tener una máquina tan útil, si su uso representa un peligro para el personal o público.

Motivado por este hecho, el presente trabajo de tesis pretende establecer las condiciones de seguridad que deben cumplirse al instalar un acelerador de electrones de 3 MeV y 15 mA en un laboratorio. En particular trataremos el caso del acelerador Dynamitrón del Instituto de Física de la U.N.A.M.

Entre los principales problemas que se deben considerar en el diseño de un laboratorio de este tipo, podemos mencionar las siguientes: la protección contra la radiación producida directa o indirectamente por la máquina y la producción de ozono en la zona de irradiación, debido a la interacción de los electrones con el aire. En el capítulo V de este trabajo se presenta una solución a estos problemas y se hacen los cálculos necesarios para lograr una protección adecuada.

Por otro lado, para hacer la tesis autosuficiente, se incluyeron los capítulos que a continuación se describen brevemente: en el capítulo I, se tratan los principales tipos y fuentes de radiación ionizante; el capítulo II, está dedicado a la descripción de los procesos a través de los cuales interactúan los electrones con la materia; en forma parecida, el capítulo III describe las interacciones de la radiación gamma y su atenuación en la materia; por último, en el capítulo IV, se

describe brevemente el funcionamiento y construcción del acelerador Dynamitrón.

I. TIPOS Y FUENTES DE RADIACION.

En la física de Radiaciones, entendemos por radiación ionizante, a las partículas producidas por desintegraciones nucleares entre las cuales podemos mencionar a las partículas alfa, beta y aquellas que se producen por medios "artificiales". La radiación gamma también se considera radiación ionizante.

Las fuentes de radiación, más comunmente usadas, se pueden dividir en dos grupos; las que utilizan isótopos radiactivos naturales ó artificiales y las máquinas generadoras de radiación. El primer grupo incluye las fuentes de radiación natural, tales como radio-226 o radón-222 y también los isótopos radiactivos artificiales, entre los cuales se tiene cobalto-60, cesio-137, estroncio-90, etc.

Los reactores nucleares se pueden considerar como un miembro especial del primer grupo, ya que su funcionamiento se basa en reacciones nucleares controladas.

Las más recientes y cada vez con mayor aplicabilidad industrial son las fuentes del segundo grupo, entre las cuales podemos mencionar los tubos de rayos X, los aceleradores Van de Graaff, betatrón, ciclotrón, dynamitrón y otros aceleradores de altas energías.

A continuación se describen los tres tipos fundamentales de radiación ionizante:

I.1. Radiación Alfa.

Las partículas alfa son núcleos de átomos de helio doblemente ionizados, es decir tienen carga igual a $+2e$, (${}^4_2\text{He}^{2+}$).

Son emitidas por núcleos radiactivos con energías discretas que son características de cada uno de los radioisótopos emisores.

A su paso a través de la materia las partículas alfa pierden energía principalmente por colisiones inelásticas con los electrones que se encuentran a lo largo de su trayectoria, produciendo de esta forma un número considerable de ionizaciones y excitaciones en los átomos y moléculas que se encuentra a su paso. La gran diferencia de masa entre las partículas alfa y los electrones del medio, hace que las primeras pierdan solo una pequeña porción de su energía y su trayectoria no se afecta por las colisiones en forma apreciable. Como consecuencia de estos choques las partículas alfa, son frenadas lentamente debido a las sucesivas pérdidas de energía y su alcance experimenta pequeñas variaciones debido a la naturaleza aleatoria de los choques. Esto se muestra en la figura 1, donde se grafica el número de partículas en función de la distancia que viajan, la línea punteada muestra que la energía de las partículas alfa disminuye casi linealmente a medida que la distancia recorrida se incrementa.

La razón de energía perdida, generalmente se expresa en términos de la transferencia lineal de energía (LET) la cual

se define como "el cociente de dE_L entre dl , donde dE_L es la energía promedio localmente impartida al medio por una partícula cargada de energía especificada, al atravesar una distancia dl ". Los valores de LET usualmente se expresan en unidades de kiloelectronvolts por micra ($keV/\mu m$)

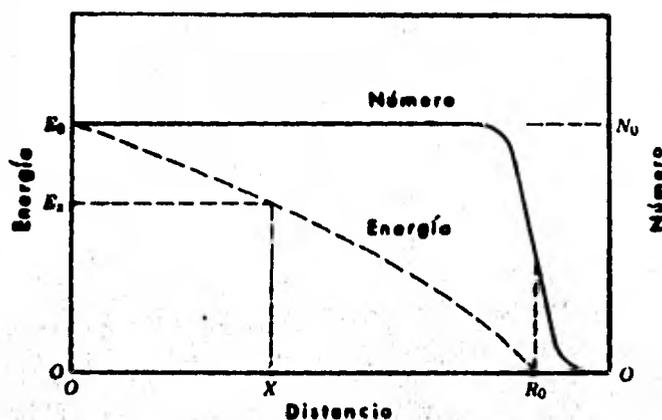


Fig.1. Relación entre la distancia recorrida, la energía y el número de partículas alfa que atraviesan un material. R_0 es el alcance medio de las partículas y se localiza en el punto de inflexión de la curva.

1.2. Radiación Beta.

La radiación beta está formada por positrones y negatrones los cuales tienen carga $+e$ y $-e$ respectivamente, su masa es igual a la del electrón y en contraste con las partículas alfa, las partículas beta, no son todas emitidas con la misma energía sino que se distribuyen en un espectro continuo de

energías desde cero a un valor máximo (E_β) el cual es característico del elemento.

En el decaimiento β menos (negatrón, e^-), un neutrón del núcleo padre se transforma en un protón, un electrón negativo y un antineutrino, $n = p + e^- + \bar{\nu}$. El protón permanece en el núcleo, lo cual implica que el núcleo hijo tenga un número atómico mayor al del núcleo padre.

En el decaimiento beta más (positrón, e^+), un protón se transforma en un neutrón, un electrón positivo y un neutrino, $p = n + e^+ + \nu$. En este caso el número atómico del núcleo hijo es menor que el del núcleo padre.

Los neutrinos y antineutrinos no tienen masa en reposo ni carga y el efecto que producen en la materia al atravesarla es despreciable, su existencia fue postulada para explicar la conservación de energía, momento y spin del decaimiento beta. La diferencia entre ellos radica en que el spin del neutrino tiene sentido opuesto al de su movimiento; visto desde atrás, el neutrino gira en sentido opuesto a las manecillas del reloj. Por otro lado el spin del antineutrino tiene el mismo sentido que el de su movimiento: su spin es según el movimiento de las manecillas del reloj.

La forma del espectro de energías de las partículas beta depende de la energía de transición del decaimiento, y en consecuencia de la máxima energía disponible para la partícula beta (E_β , o sea cuando el neutrino no lleva energía), el número

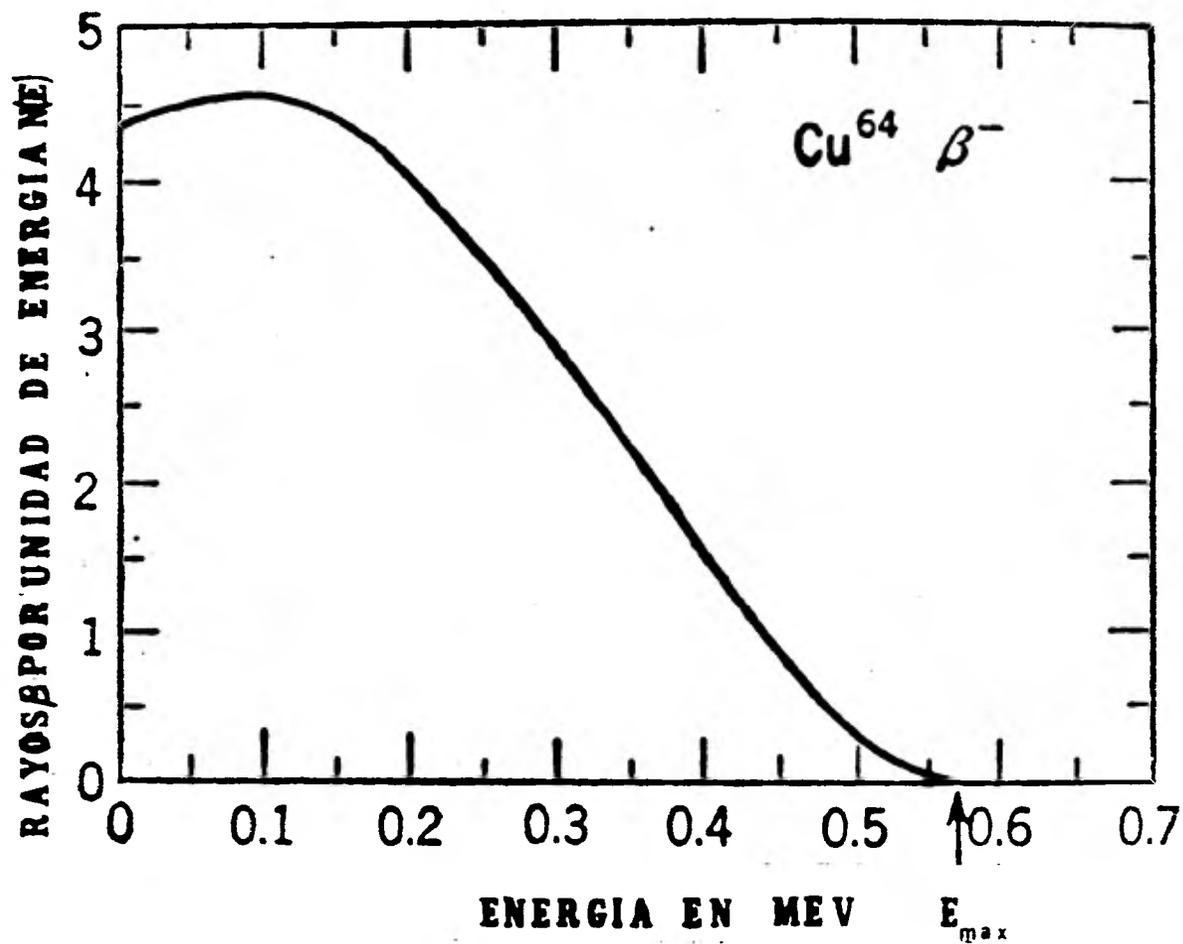


Fig.2. Espectro de energías de los rayos β^- (negatrón) de Cu^{64} , donde la flecha señala la energía máxima.

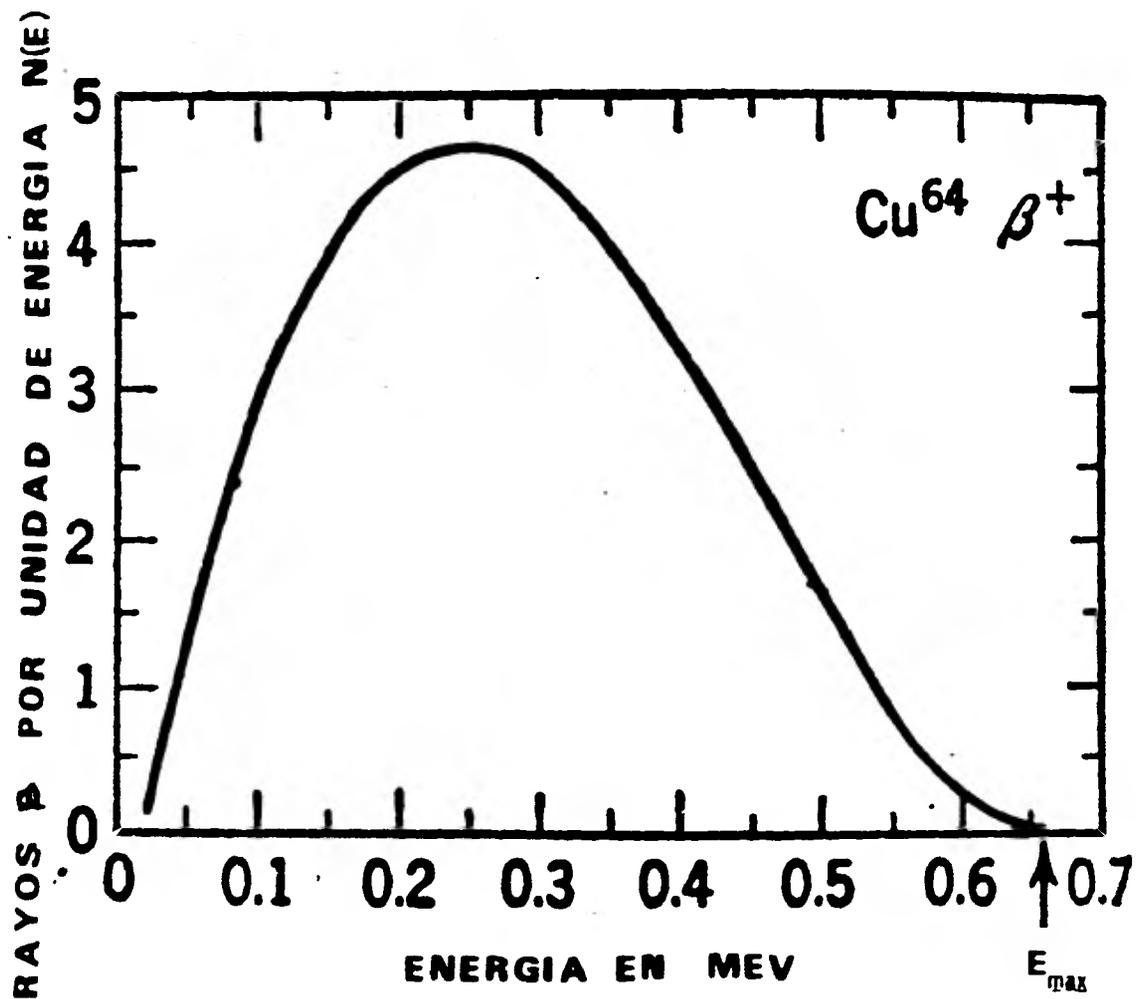


Fig.3. Espectro de energías de los rayos β^+ (positrón) de Cu^{64} , donde la flecha señala la energía máxima.

atómico Z , y el cambio en el spin y paridad nuclear⁽¹⁾.

La distribución de energías o espectro de energías de las partículas beta emitidas por cobre-64 se muestran en las figuras 2 y 3. En éstas se observa una tendencia de las partículas beta a tener energías menores a E_β , aunque no todos los materiales presentan esta característica, por otro lado existe una marcada diferencia entre el espectro del neutrón y el positrón debida a la interacción entre la partícula beta y el potencial coulombiano del núcleo⁽⁴⁾.

La energía máxima de las partículas beta (E_β) determina el mayor alcance de la radiación β en la materia. En el capítulo de Interacción de Electrones con la Materia trataremos, ampliamente, todo lo relacionado con la penetración de la radiación beta en la materia. Sólo una pequeña fracción de las partículas beta emitidas tienen una energía igual a E_β , por lo tanto, el promedio de las energías de estas (\bar{E}_β) resulta mas representativa del espectro de energías. \bar{E}_β está dada por la relación:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_\beta} E N(E) dE}{\int_0^{E_\beta} N(E) dE} \quad (1)$$

donde $N(E)$ es el número de partículas con energía entre E y $E + dE$; generalmente esta energía (\bar{E}_β) está entre un 30 y 40% de la energía máxima.

Existen otros procesos por medio de los cuales se pueden emitir electrones, éstos se conocen con el nombre de electrones de conversión interna y electrones Auger.

Electrones de Conversión.- Los electrones de conversión están asociados con la emisión de rayos gamma de los núcleos atómicos y se producen de la interacción de éstos últimos con los electrones orbitales. Su energía es igual a $E_p - E_s$, donde E_p es la energía de los fotones gamma y E_s es la energía requerida para liberar al electrón de su órbita. Los electrones pueden ser expulsados de cualquier capa, aunque el proceso es más probable para las capas internas (por ejemplo la capa K y la L). Como E_s es diferente para cada órbita, los rayos gamma monoenergéticos producen varios grupos de electrones de conversión monoenergéticos.

Electrones Auger.- Los electrones Auger son el resultado de un rearrreglo de electrones, después de que se ha producido una vacancia electrónica en una capa interna del átomo. La vacancia es inmediatamente ocupada por un electrón de una capa superior y el exceso de energía resultante se puede perder emitiendo un rayo-X ó expulsando uno de los otros electrones del átomo (electrón Auger).

Este proceso puede repetirse si el electrón que se mueve para ocupar la vacancia no proviene de la última órbita del átomo, produciéndose así varios electrones Auger por una sola vacancia.

La energía de los electrones Auger está limitada ya que no puede exceder a la diferencia de energías de ligadura de las capas atómicas entre las cuales se realiza el intercambio electrónico.

I.3. Radiación Gamma.

Los rayos gamma son radiación electromagnética de origen nuclear con longitudes de onda de 1.55×10^{-8} cm a 1.74×10^{-11} cm. Para nuestros propósitos es más conveniente describir la radiación en términos de su energía ya que básicamente nos interesa la energía absorbida de la radiación. La relación entre la longitud de onda y la energía está dada por:

$$E = hc/\lambda \quad (2)$$

donde h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz y λ la longitud de onda. En términos de energía el intervalo de longitudes de onda de 1.55×10^{-8} cm a 1.74×10^{-11} cm abarca aproximadamente de 8 keV a 7.11 MeV.

Los rayos gamma emitidos por los isótopos radiactivos pueden ser monoenergéticos o tener un número pequeño de energías discretas, por ejemplo, el cobalto-60 emite simultáneamente, en cada desintegración, un fotón de 1,332 MeV y otro de 1,173 MeV.

En la tabla 1 se enlistan los isótopos radiactivos más comúnmente usados como fuentes de radiación alfa, beta y gamma, indicando la energía y porcentaje de la radiación que emiten.

Tabla 1.- Isotopos radiactivos comunmente usados como fuente de radiación. Los rayos alfa, beta y gamma se denotan con las letras griegas α , β y γ respectivamente. A la derecha aparece el porcentaje al cual se emite la radiación de una energia determinada.

Isotopo	Tipo y Energia (en MeV) de la Principal Radiación Emitida	
Isotopos Naturales:		
Polonio-210	α , 5.304 (100%)	
	γ , 0.8 (0.0012%)	
Radio-226	α , 4.777 (94.3%)	
	α , 4.589 (5.7%)	
	γ , 0.188 (4%)	
Radón-222	α , 5.49	
	α , 4.98	
	γ , 0.51	
Isotopos Artificiales:		
Cesio-137	β , 1.18 (máx) (8%)	} 0.24 (prom.)
	β , 0.52 (máx) (92%)	
	γ , 0.6616 (máx) (82%)	
Cobalto-60	β , 0.314 (máx)	0.093 (prom.)
	γ , 1.332	
	γ , 1.173	
Hidrógeno-3 (Tritio)	β , 0.018 (máx)	0.0055 (prom)
Fósforo-32	β , 1.710 (máx)	0.70 (prom.)
Azufre-35	β , 0.167 (máx)	0.049 (prom)

I.4. Aceleradores de Partículas.

Los aceleradores de partículas cargadas se desarrollaron notablemente entre 1926 y 1935 debido al gran interés que había por la investigación nuclear y, además, para producir rayos X de alta energía. En la actualidad los aceleradores no sólo son usados en la investigación, sino también en procesos industriales tales como vulcanización, tratamiento de aguas industriales y municipales, control de insectos, esterilización de productos médicos, etc.

Los aceleradores de partículas, pueden dividirse en tres tipos principales: aceleradores de corriente directa, aceleradores lineales, y aceleradores circulares, cada uno de estos utilizan campos eléctricos, campos magnéticos o la combinación de ambos para acelerar y controlar las partículas.

En la tabla 2 se presenta una lista de algunos aceleradores, junto con el tipo y energía de las partículas aceleradas, así como las características del haz producido por cada uno de éstos.

Tabla 2.- Aceleradores de Partículas

Acelerador	Radiación Producida	Energía (MeV)	Características del Haz
Corriente directa Cockcraft-Walton	Iones positivos	0.1-1.5	Haz continuo, radiación monoenergética
Van de Graaff	Rayos X	1-5	Haz continuo, espectro de energía continuo.
	Electrones e iones positivos	1-5	Haz continuo, radiación monoenergética
Lineales			
Acelerador lineal de electrones	Rayos X	3-630	Haz pulsado, espectro de energía continuo.
	Electrones	3-630	Haz pulsado, esencialmente radiación monoenergética.
Acelerador lineal de iones	Iones positivos	4-400	Haz pulsado, esencialmente radiación monoenergética.
Circulares			
Betatron	Rayos X	10-300	Haz pulsado, espectro de energía continuo.
	Electrones	10-300	Haz pulsado, radiación monoenergética
Ciclotrón	Iones positivos	10-20	Esencialmente haz continuo, radiación monoenergética.

II. INTERACCION DE ELECTRONES CON LA MATERIA.

Los procesos por los cuales los electrones pierden energía, al penetrar en la materia, son similares a los de las partículas alfa (por ejemplo, colisiones elásticas e inelásticas). Sin embargo, existe un proceso adicional por medio del cual se produce radiación electromagnética, llamada "bremsstrahlung".

La importancia de los procesos de interacción de los electrones con la materia ya sean colisiones elásticas, inelásticas o emisión de radiación electromagnética, varía fuertemente con la energía del electrón incidente y en menor grado con la naturaleza del material blanco.

II.1. Producción de Rayos X.

Cuando una partícula cargada pasa cerca de un núcleo atómico, a gran velocidad, es desacelerada y de acuerdo con la física clásica emite energía en forma de radiación electromagnética (bremsstrahlung) a una razón $-dE/dl$:

$$- \frac{dE}{dl} = \frac{z^2 Z^2}{m^2} \quad (3)$$

donde z y Z son la carga de la partícula y el núcleo respectivamente y m es la masa de la partícula. Por esto la energía perdida por radiación es mayor para partículas ligeras (e.g. electrones) y materiales de alto número atómico (por ejemplo tungsteno, oro, etc.).

El espectro de energía de la radiación bremsstrahlung, se extiende desde cero hasta la energía de los electrones incidentes en un espectro continuo como lo muestra la figura 4.

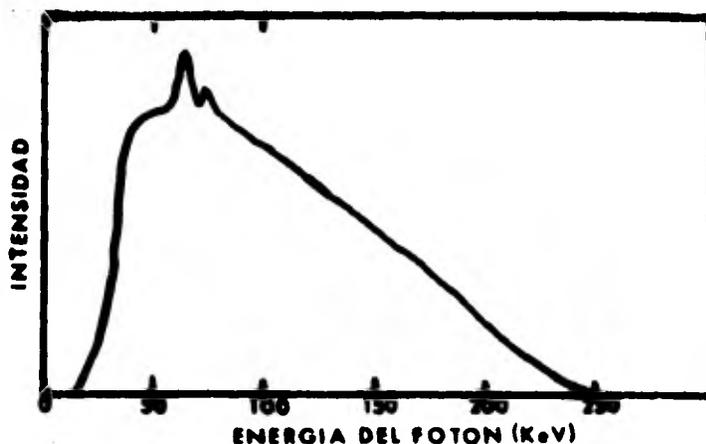


Fig.4. Distribución de energías de los rayos X, producidos por electrones de 250 keV que inciden en un blanco de tungsteno. Los picos no se deben a la radiación bremsstrahlung, sino que, son rayos X característicos del material blanco.

Heitler⁽¹²⁾, Bethe y Ashkin⁽⁶⁾, han calculado expresiones para la pérdida de energía de electrones al desacelerarse en el campo del núcleo y de los electrones atómicos, encontrando que para electrones incidentes con energía cinética E , en el intervalo $0.511 \text{ MeV} \ll E \ll 70.007 Z^{-1/3} \text{ MeV}$ el efecto de pantalla de los electrones atómicos sobre la carga nuclear es des

preciable y la energía perdida y radiada por unidad de longitud $(dE/dl)_{\text{rad}}$ es:

$$-(\frac{dE}{dl})_{\text{rad}} = N(E+m_0c^2) \frac{Z(Z+1)}{137} (\frac{e^2}{m_0c^2})^2 (4 \ln \frac{2(E+m_0c^2)}{m_0c^2} - \frac{4}{3}) \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (4)$$

donde N es el número de átomos por cm^3 , e es la carga del electrón en (esu), m_0 la masa en reposo del electrón (g), c la velocidad de la luz (cm/seg) y Z el número atómico del material.

Cuando $E \gg 70.007 Z^{-1/3}$ el efecto de pantalla es considerable y la pérdida de energía es:

$$-(\frac{dE}{dl})_{\text{rad}} = N(E+m_0c^2) \frac{Z(Z+\xi)}{137} (\frac{e^2}{m_0c^2})^2 (4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}) \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (5)$$

donde ξ es una función del número atómico y del alcance.

Por lo que respecta al ímpetu del electrón incidente, éste se divide en tres: el ímpetu del electrón residual, el del núcleo atómico y el del fotón emitido. Por esto, este último puede tener cualquier ímpetu ($h\nu/c$), y su correspondiente energía $h\nu < E$, pero generalmente es muy pequeño comparado con el ímpetu de un electrón que tenga la misma energía. Solo a energías relativistas estos ímpetus son iguales⁽⁴⁾.

A energías moderadas, el ímpetu se conserva casi totalmente entre el núcleo y el electrón deflectado. El fotón lleva un ímpetu muy pequeño y puede emitirse en cualquier dirección. Para energías relativistas, tanto el fotón como el electrón re

sidual tienden a seguir en la dirección del electrón incidente⁽⁴⁾. El ángulo promedio entre la dirección del electrón incidente y la del quantum emitido es del orden de m_0c^2/E ^(15,16).

Experimentalmente Buechner y colaboradores⁽⁸⁾ encontraron la distribución angular de los rayos X, para diferentes materiales blanco y diversas energías de los electrones incidentes. Estos experimentos se realizaron con un haz de electrones monoenergético que incidía perpendicularmente a la superficie del blanco, el espesor de este último era lo suficientemente grueso como para frenar totalmente los electrones. En las figuras 5 y 6 se muestran los resultados obtenidos para aluminio y tungsteno respectivamente: en éstas se gráfica la intensidad de los rayos X en función del ángulo de salida con respecto a la dirección del haz incidente. Como puede observarse no existe una dependencia simple de la intensidad en una dirección dada en función del número atómico del material blanco y la energía de los electrones incidentes.

Ahora bien, la teoría desarrollada por Bethe y Heitler para la pérdida de energía, de electrones rápidos, por emisión radiativa no puede compararse directamente con los resultados de Buechner, ya que esta se obtuvo para una sola colisión. En el caso experimental la situación es mucho más complicada, porque los electrones son frenados completamente, y esto implica varios procesos dispersivos, (tanto elásticos como inelásticos) debido a ello la intensidad de los rayos X tiende a increme

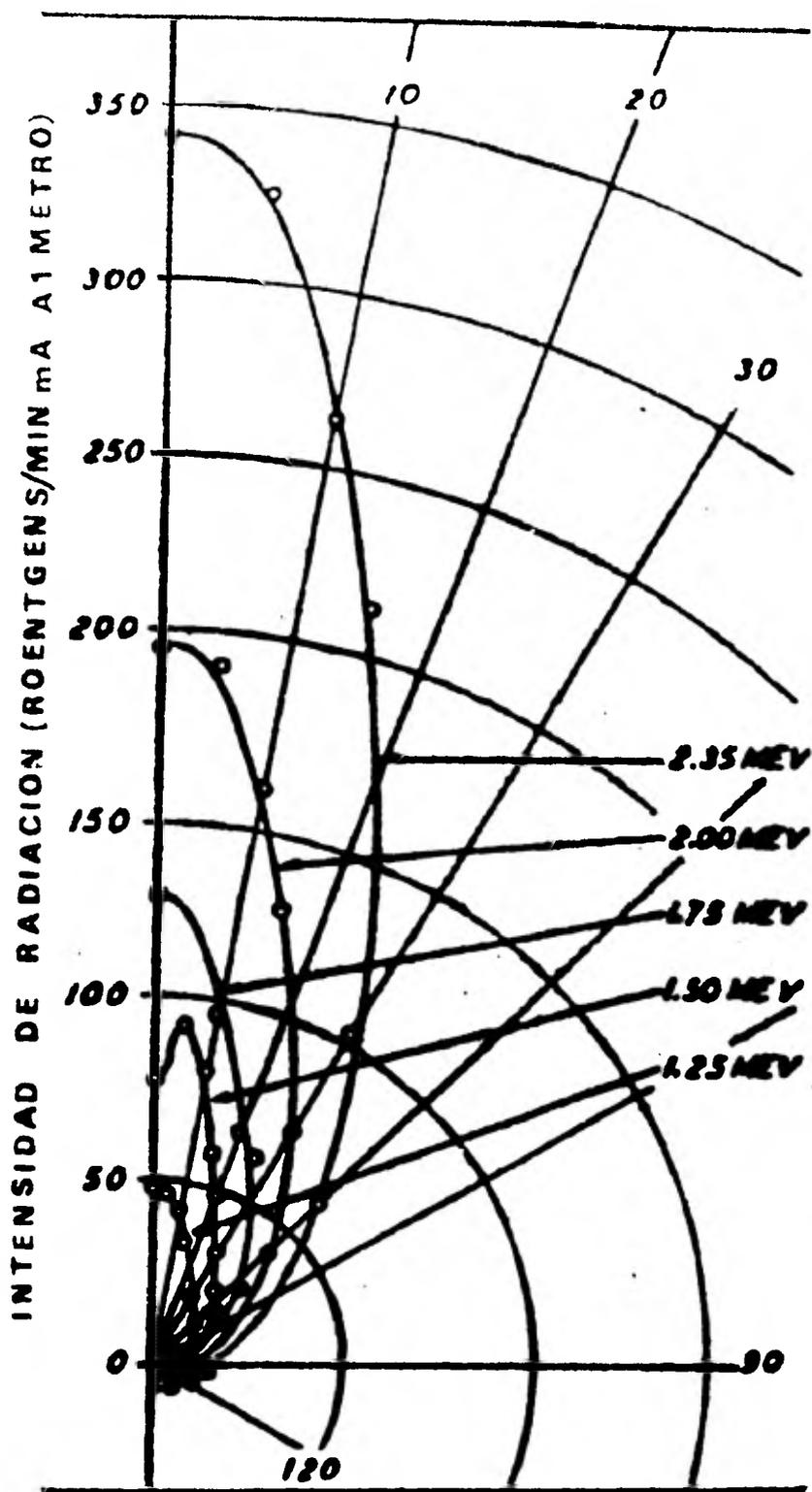


Fig. 5. Intensidad de los rayos X en función del ángulo. Los rayos X fueron producidos con electrones a diferentes energías en un blanco de aluminio, el ángulo se midió con respecto a la dirección de incidencia de los electrones. Las medidas fueron hechas por Buechner⁽⁸⁾ a un metro de distancia del blanco.

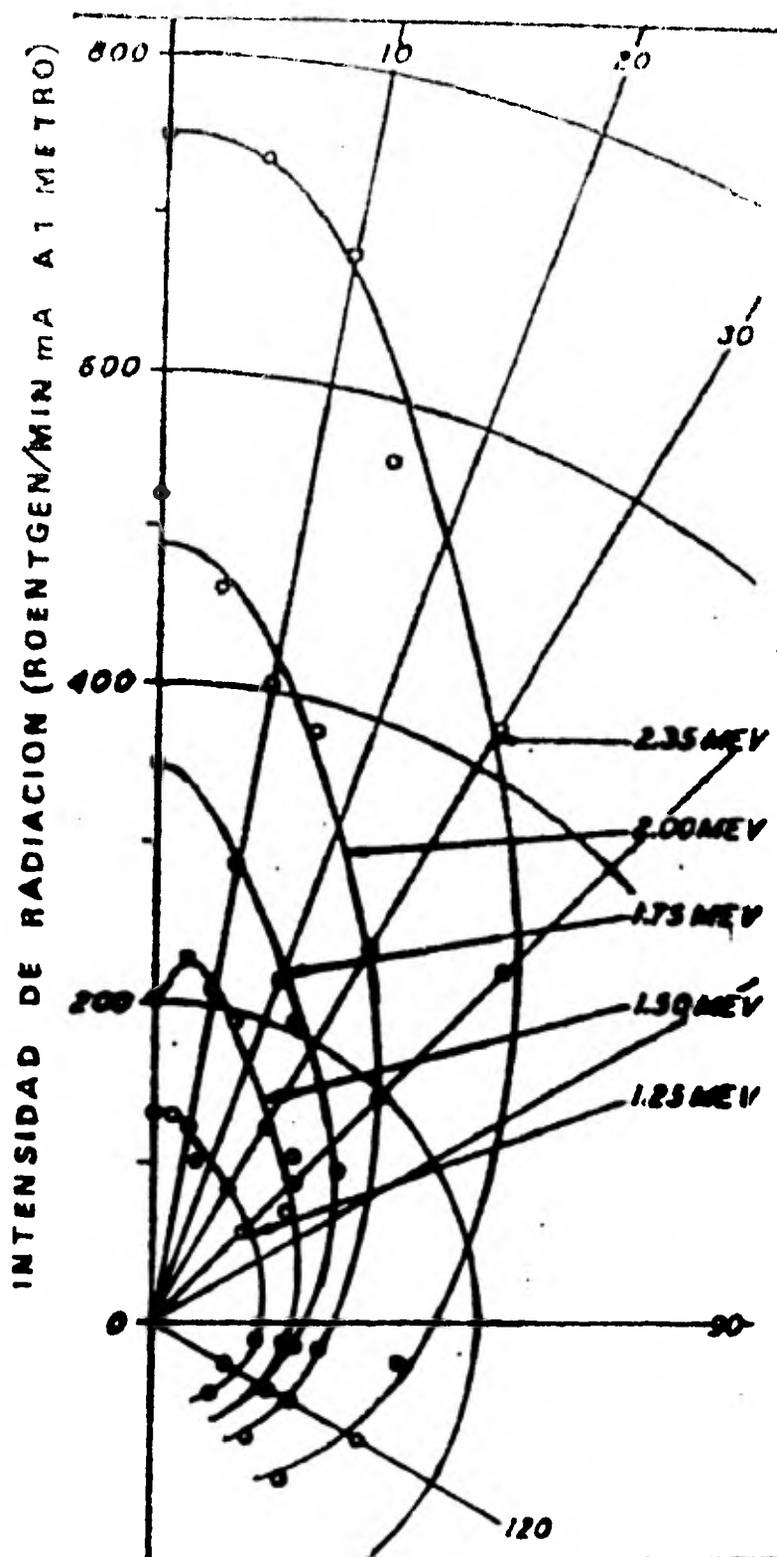


Fig.6. Intensidad de los rayos X en función del ángulo. Los rayos X fueron producidos con electrones a diferentes energías en un blanco de tungsteno, el ángulo se midió con respecto a la dirección del haz de electrones. Las medidas fueron hechas por Buechner⁽⁸⁾ a un metro del blanco.

mentarse a ángulos grandes⁽⁸⁾ lo cual es muy importante para blancos de alto número atómico.

Sin embargo, teóricamente, es posible integrar sobre el alcance total de los electrones, en el blanco, para obtener una expresión aproximada de la cantidad total de radiación X producida en el caso de un blanco grueso. Los resultados de tales cálculos indican que la intensidad total radiada varía linealmente con el número atómico⁽⁴⁾, es decir:

$$I = kZE^2 \quad (6)$$

donde E es la energía cinética de los electrones en MeV y k es una constante cuyas unidades son MeV⁻¹.

Para comparar los resultados experimentales con estos cálculos es necesario integrar las curvas de la distribución angular (figuras 5 y 6) con respecto al ángulo sólido total que rodea al blanco, y así obtener la intensidad total para cada blanco y cada energía. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 7, donde se observa que para una energía dada la intensidad total de radiación X es lineal con respecto al número atómico, lo cual está de acuerdo con lo obtenido teóricamente.

En el caso de los electrones la emisión bremsstrahlung es despreciable para energías menores de 100 keV pero se incrementa rápidamente al aumentar ésta, hasta convertirse en el modo predominante de perder energía cuando la energía del electrón se encuentra entre 10 y 100 MeV (la energía exacta depende del

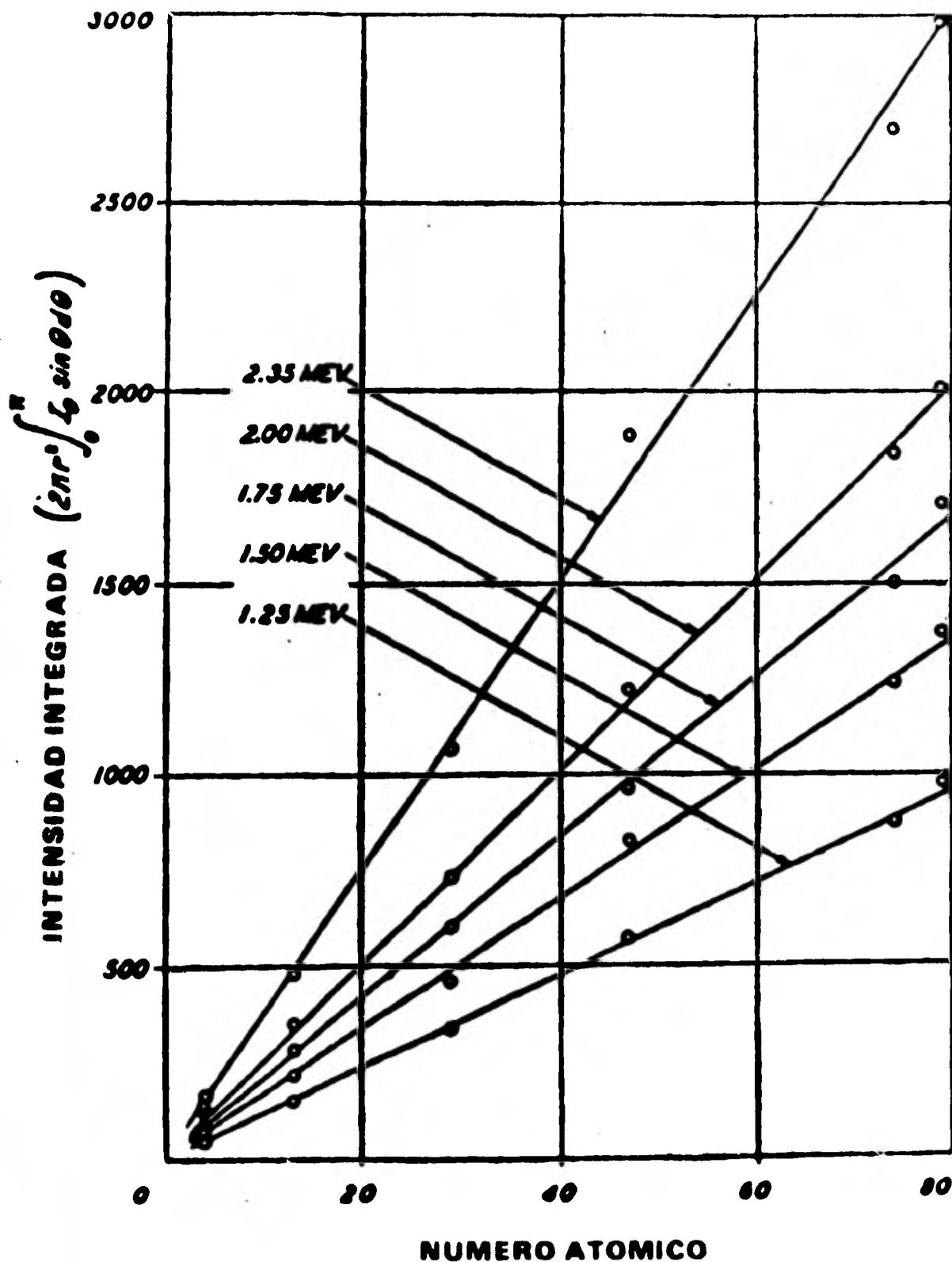


Fig.7. Integral de la intensidad de los rayos X, sobre todo el ángulo sólido que rodea al blanco, como una función del número atómico del blanco. Gráfica realizada por Buechner⁽⁸⁾.

material blanco). La fracción de la energía del electrón incidente que se convierte en bremsstrahlung en un blanco grueso, para valores alrededor de 2.5 MeV, es de⁽⁴⁾

$$f \approx 0.0007ZE \quad (7)$$

donde Z es el No. atómico del material blanco.

II.2. Dispersiones Inelásticas.

Otro proceso por medio del cual los electrones pierden energía, al atravesar la materia, está representado por las interacciones coulombianas con los electrones del material blanco.

Estas interacciones producen ionizaciones y excitaciones en el material, convirtiéndose en el proceso dominante por medio del cual los electrones son frenados para energías menores a aquellas en las cuales se produce bremsstrahlung.

Bethe^(6,10) obtuvo la siguiente expresión para la energía perdida por los electrones, debido a la ionización y excitación producida por éstos:

$$\left(\frac{dE}{dI}\right)_{\text{col}} = \frac{2\pi N e^4 Z}{m_0 v^2} \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \frac{\text{ergs}}{\text{cm}} \quad (8)$$

donde v es la velocidad del electrón (cm.seg⁻¹), β es v/c, I es el potencial medio de excitación de los átomos del material blanco (ergs) y N es el número de átomos por centímetro cúbico.

La energía perdida por unidad de trayectoria $-(dE/dl)_{col}$ se conoce como energía específica perdida o poder de frenamiento. Nótese que ésta es una función de la velocidad del electrón y cambia conforme éste es frenado.

El potencial medio de excitación I , toma en cuenta los efectos de la energía de amarre de los electrones del material blanco, en la energía perdida por los electrones incidentes, y está dado por $I = kZ$ donde k es una "constante" que se determina experimentalmente.

Para un electrón de energía $E(\text{MeV})$ el cociente de la pérdida de energía por radiación y la pérdida por colisiones está dada aproximadamente por⁽²⁾:

$$\frac{(dE/dl)_{rad}}{(dE/dl)_{col}} \cong \frac{EZ}{1600 m_0 c^2} \quad (9)$$

11.3. Dispersiones Elásticas.

Las partículas cargadas pueden ser deflecionadas por el campo coulombiano (electrostático) de un núcleo atómico. Este efecto es de particular importancia en el caso de los electrones, ya que éstos frecuentemente experimentan tales dispersiones elásticas debido a su pequeña masa. La dispersión es mayor para pequeñas energías del electrón y materiales con número atómico alto⁽²⁾; y el cambio en la dirección del movimiento del electrón se realiza sin conversión de su energía cinética a cualquier otra forma de energía.

II.4. Penetración de Electrones Monoenergéticos.

Un tratamiento teórico exacto de la penetración de electrones a través de gruesas hojas de material es muy complicado, debido a las múltiples combinaciones de las dispersiones y pérdidas de energía sufridas por los electrones.

En forma cualitativa el fenómeno se puede explicar de la siguiente manera: inicialmente un electrón rápido penetra una pequeña distancia, sufriendo pérdidas de energía por muy pequeñas desviaciones propias a la dispersión; esto implica que la trayectoria seguida por el electrón sea casi una línea recta. Cuando su energía decrece, la dispersión se hace cada vez más importante y su distribución angular alrededor de la dirección inicial es descrita por una distribución Gaussiana característica de la dispersión múltiple. En esta región, el ángulo de dispersión más probable se incrementa en proporción a la raíz cuadrada del espesor de la capa atravesada⁽⁶⁾. Sin embargo, después de múltiples dispersiones la distribución angular se abre y no hay una dirección preferencial de movimiento de los electrones, por lo tanto la distribución angular no varía al aumentar el espesor de dicha capa.

El número de electrones que emergen, después de penetrar una capa de espesor dado, decrece con el espesor de ésta. Al espesor para el cual no emerge ninguno de los electrones incidentes se le llama alcance efectivo o penetración.

Nótese la diferencia que existe entre el alcance efectivo

y la longitud de la trayectoria de los electrones. La figura 8 es una curva de transmisión para electrones monoenergéticos. La forma cualitativa de la curva de transmisión depende del arreglo experimental^(13,14). La curva es usualmente concava hacia el origen si; (a) la detección de electrones es por conteo, (b) se utilizan elementos de baja Z como absorbedores y (c) el sistema colimador permite contar electrones que han sido deflectados hasta 30°. Por otro lado, la curva tiende a ser convexa hacia el origen cuando; (a) la detección se hace con una cámara de ionización, (b) se usan absorbedores de alta Z, y (c) se emplea un colimador delgado.

A pesar de las variaciones en la forma de la curva de transmisión, el espesor del material requerido para reducir la ionización o conteo a valores cercanos a cero es una cantidad observable. Resultados reproducibles se obtienen extrapolando la mitad de la curva de transmisión por una línea recta, hasta que corte el valor asignado a los efectos de fondo. Este alcance extrapolado (algunas veces llamado "alcance efectivo") se muestra en la figura 8, donde se denota con R_0 el punto en el cual se corta la recta de extrapolación con la recta de fondo.

En la figura 9 se muestra una gráfica de la energía de los electrones incidentes en función del alcance efectivo de los electrones en aluminio, donde la línea sólida está basada en las siguientes relaciones empíricas obtenidas por Katz y Penfold⁽¹¹⁾.

Para energías de 0.01 MeV a ≈ 3 MeV:

$$R_0 \text{ (mg/cm}^2\text{)} = 412 E^n \quad (10)$$

donde

$$n = 1.262 - 0.0954 \ln E$$

Para energías de ≈ 1 MeV a ≈ 20 MeV:

$$R_0 \text{ (mg/cm}^2\text{)} = 530 E - 106 \quad (11)$$

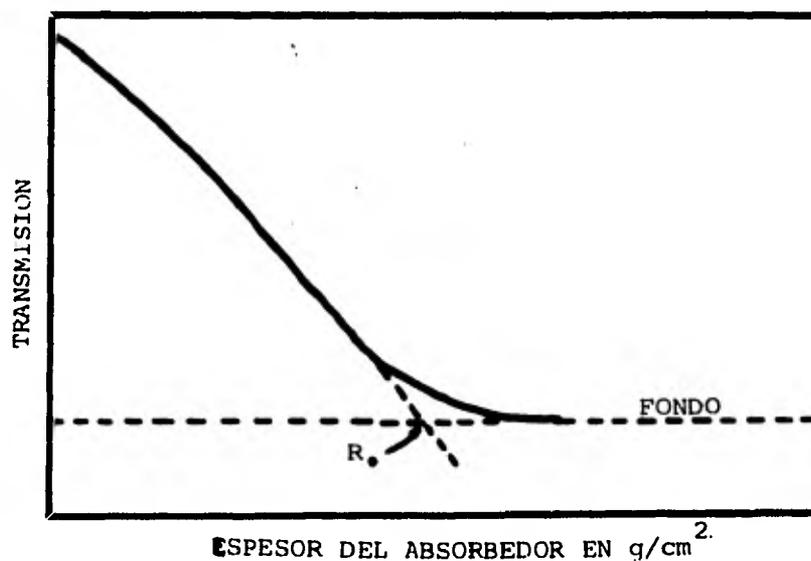


Fig.8. Curva de transmisión de electrones en función del espesor del absorbedor. Aquí se puede observar el alcance extrapolado R_0 , para electrones inicialmente monoenergéticos, que se localiza en la intersección de la extrapolación de la curva de conteo con la contribución del fondo de radiación, debido a los rayos γ (bremsstrahlung) y a otras causas.

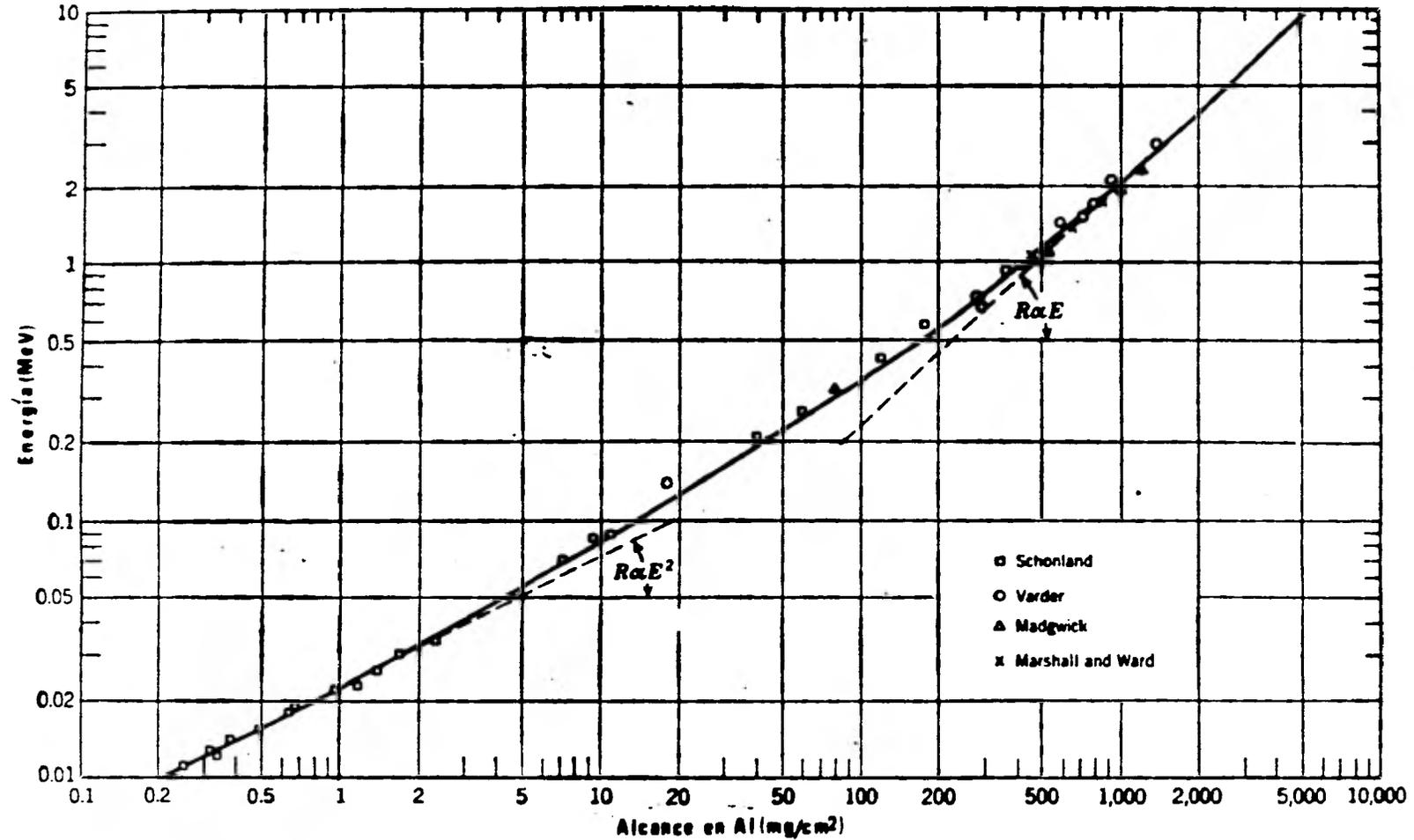


Fig.9. Relación empírica entre alcance y energía para electrones absorbidos en aluminio. Los valores experimentales mostrados se obtuvieron con electrones monoenergéticos y se deben a: Schonland⁽⁴²⁾, Varder⁽⁴³⁾, Madgwick⁽⁴⁴⁾, Marshall y Ward⁽⁴⁵⁾. Para electrones monoenergéticos, la coordenada correspondiente al alcance se refiere al alcance extrapolado R_0 . La curva continua representa las relaciones empíricas 10 y 11, desarrollada por Katz y Penfold⁽¹¹⁾.

III. INTERACCION DE RADIACION GAMMA CON LA MATERIA.

A diferencia de las partículas cargadas que pierden su energía gradualmente, la radiación electromagnética tiende a perder su energía predominantemente a través de una sola interacción.

Sin embargo, no todos los fotones incidentes sobre un material absorbedor interactúan con un espesor finito de material, y aquellos que no interactúan no sufren cambio alguno y son transmitidos con su energía y dirección original. En suma el efecto del material absorbedor es el de reducir el número de fotones transmitidos y de esta manera disminuir la intensidad de la radiación que pase a través de éste. Entendiendo por intensidad a la energía de la radiación, o sea el número de fotones multiplicado por su energía promedio, que cruza una sección transversal unitaria por unidad de tiempo.

La reducción de la intensidad de la radiación electromagnética (dI) al cruzar un pequeño espesor de material absorbedor (dl) esta dada por:

$$dI = -I \mu dl \quad (12)$$

donde I es la intensidad de la radiación incidente y μ es el coeficiente de atenuación lineal total en (cm^{-1}) del material, e indica la fracción de fotones separados del haz incidente por unidad de espesor de absorbedor; este es constante para un material dado y una determinada energía.

Integrando la ecuación 12 obtenemos:

$$I = I_0 e^{-\mu l} \quad (13)$$

donde I es la intensidad de la radiación transmitida a través de un espesor l de absorbedor e I_0 la intensidad de la radiación inicial incidente.

Otros coeficientes de utilidad son: el coeficiente de atenuación másico ($\frac{\mu}{\rho}$) el cual es independiente de la densidad y el estado físico del material y se mide en unidades de $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$. El coeficiente de atenuación atómico (símbolo ${}_a\mu$, unidades $\text{cm}^2 \text{átomo}^{-1}$) y el coeficiente de atenuación electrónico (símbolo ${}_e\mu$ unidades $\text{cm}^2 \text{electrón}^{-1}$), los cuales representan la atenuación por átomo y por electrón respectivamente. Estos últimos están relacionados con el coeficiente de atenuación másico de la siguiente manera:

$${}_a\mu = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N_a} (\text{cm}^2 \text{átomo}^{-1}) \quad (14)$$

$${}_e\mu = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N_a Z} (\text{cm}^2 \text{electrón}^{-1}) \quad (15)$$

donde ρ es la densidad, A el peso atómico y Z el número atómico del material absorbedor y N_a el número de Avogadro.

El coeficiente de atenuación total es la suma de un número de coeficientes parciales que representan varios procesos de atenuación. Estos procesos son el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton, producción de pares, dispersión coherente y

reacciones fotonucleares. Los tres primeros procesos son los más importantes en el intervalo de energías de .01 a 100 MeV y su importancia relativa depende de la energía del fotón y el número atómico del material absorbedor.

A continuación daremos una breve descripción de estos tres efectos.

III.1. Efecto Compton.

El efecto (ó dispersión) Compton es una colisión elástica entre un fotón y un electrón "libre" (entendiendo por electrón "libre", aquél cuya energía de amarre en el átomo es mucho menor que la energía del fotón), como se muestra esquemáticamente en la figura 10.

En la colisión entre un fotón y un electrón "libre" es imposible que toda la energía del fotón sea transferida al electrón, si queremos que se conserve tanto la energía como el ímpetu. Esto lo podemos demostrar suponiendo que tal reacción es posible. Si esto fuera cierto, entonces, de acuerdo a la conservación de energía, toda la energía del fotón es cedida al electrón; por otro lado la energía total relativista de cualquier partícula es igual a mc^2 de donde:

$$E_{\text{fotón}} = mc^2 \quad (16)$$

donde m es la masa relativista del electrón.

De acuerdo a la ley de conservación de ímpetu, todo el ímpetu del fotón (\bar{p}) debe ser transferido al electrón, si el fotón

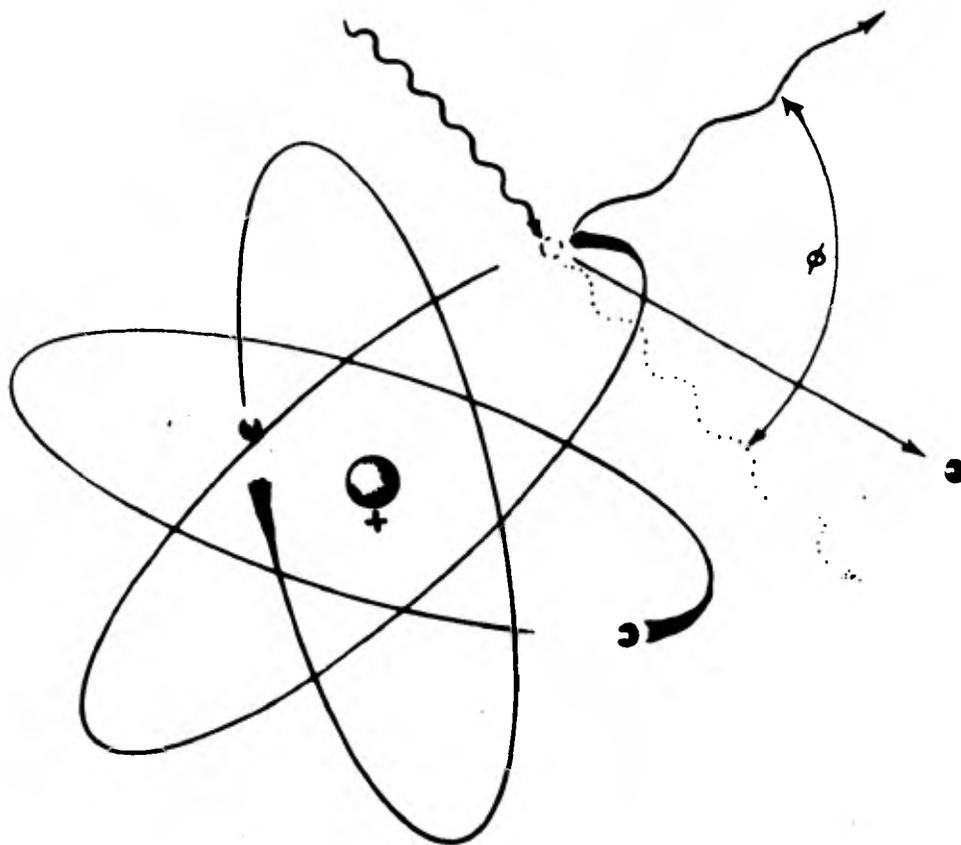


Fig.10. Representación pictórica de la dispersión Compton, que podemos considerarla como una colisión elástica entre un fotón y un electrón atómico.

desaparece:

$$p = \frac{E_{\text{fotón}}}{c} = mv \quad (17)$$

Eliminando m de las ecuaciones 16 y 17 y resolviendo para v , encontramos que $v = c$, lo cual es imposible. Por lo tanto

la suposición original, de que el fotón transfiere toda su energía al electrón, resulta falsa.

Debido a lo anterior el fotón debe ser dispersado con menor energía (mayor longitud de onda), que la del fotón incidente. Solo la diferencia de energías entre el fotón incidente y el dispersado es transferida al electrón libre. La energía del fotón dispersado se deduce en cualquier libro de física moderna, por ejemplo, Evans, obteniéndose:

$$h\nu' = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos\phi + (1/\alpha)} \quad (18)$$

donde $\alpha = h\nu_0/m_0 c^2$, ν_0 es la frecuencia del fotón incidente y ϕ es el ángulo entre la dirección de los dos fotones (ver figura 10).

El coeficiente de atenuación electrónico Compton, ${}_e\sigma$, nos da la fracción de los fotones incidentes que interactúan, a través del efecto Compton, con la materia, por electrón cm^{-2} . Y es igual a⁽⁴⁾:

$${}_e\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \text{cm}^2/\text{electrón} \quad (19)$$

donde r_0 es el radio clásico del electrón.

Este coeficiente es independiente del número atómico del material absorbedor y puede ser aplicado a cualquiera, aunque deben ser determinados por separado para cada energía

del fotón incidente⁽²⁾. En base a este coeficiente podemos definir el coeficiente de atenuación lineal Compton como $\sigma = NZ_e \sigma_e$ (cm⁻¹) donde N es el número de átomos por cm³ y Z el número de electrones por átomo.

La dispersión Compton, es el proceso más importante, de la interacción de la radiación electromagnética con materia, cuando se tienen fotones con energía entre 1 y 3 MeV y materiales con número atómico alto, sobre un intervalo mucho mayor de energías cuando se tienen materiales de baja Z.

III.2. Efecto Fotoeléctrico.

Como se vió, la energía de un fotón no puede ser transferida totalmente a un electrón libre. Sin embargo, esta absorción puede llevarse a cabo si el electrón se encuentra ligado a un átomo, debido a que el ímpetu se conserva cuando el átomo ionizado retrocede al expulsar el electrón. A este proceso se le conoce como efecto fotoeléctrico.

Se ha encontrado, tanto teórica como experimentalmente, que alrededor de un 80% de los procesos de absorción fotoeléctrica tienen lugar en la capa K del átomo, siempre y cuando la energía del fotón exceda la energía de amarre de esta capa (E_s).

Podemos visualizar al efecto fotoeléctrico, como la interacción de un fotón con la nube electrónica que rodea al átomo, en la cual la totalidad de la energía del fotón (E_0) es absorbida y se expulsa un electrón (usualmente de la capa K ó L)

con una energía igual a:

$$E_e = E_o - E_s \quad (20)$$

La vacancia creada por la pérdida del electrón es ocupada por otro electrón de las capas externas emitiendo radiación X característica (radiación fluorescente) o electrones Auger de baja energía. El efecto fotoeléctrico se ilustra esquemáticamente en la figura 11.



Fig.11. Representación del efecto fotoeléctrico. El fotón incidente es completamente absorbido y un fotoelectrón es expulsado del átomo.

La interacción fotoeléctrica es más probable en materiales con números atómicos altos y fotones de baja energía.

El coeficiente de atenuación lineal fotoelectrónico, τ , varía de elemento a elemento, y para un material dado decrece rápidamente cuando se incrementa la energía del fotón, y esta dada por:

$$\tau = {}_a\tau N \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad (21)$$

donde N es el número de átomos por centímetro cúbico y ${}_a\tau$ es la sección transversal fotoelectrónica en centímetros cuadrados por átomo, esta última describe a la probabilidad absoluta de la interacción fotoelectrónica. N.C. Rasmaussen ha determinado una relación empírica entre ${}_a\tau$ y Z dada por:

$${}_a\tau = \text{Cte. } Z^n \quad (22)$$

para un valor fijo de la energía del fotón (E_0), el exponente n se incrementa alrededor de 4.0 a 4.6 cuando E_0 aumenta de 0.1 MeV a 3 MeV. Una burda pero útil aproximación de ${}_a\tau$ es:

$${}_a\tau = \text{Cte. } \frac{Z^4}{E_0^3} \quad (23)$$

III.3. Producción de Pares.

La producción de pares involucra la absorción total de un fotón en la vecindad de un núcleo atómico (o menos frecuentemente en la vecindad de un electrón) produciéndose dos partículas, un electrón y un positrón (figura 12).

RAYO GAMMA

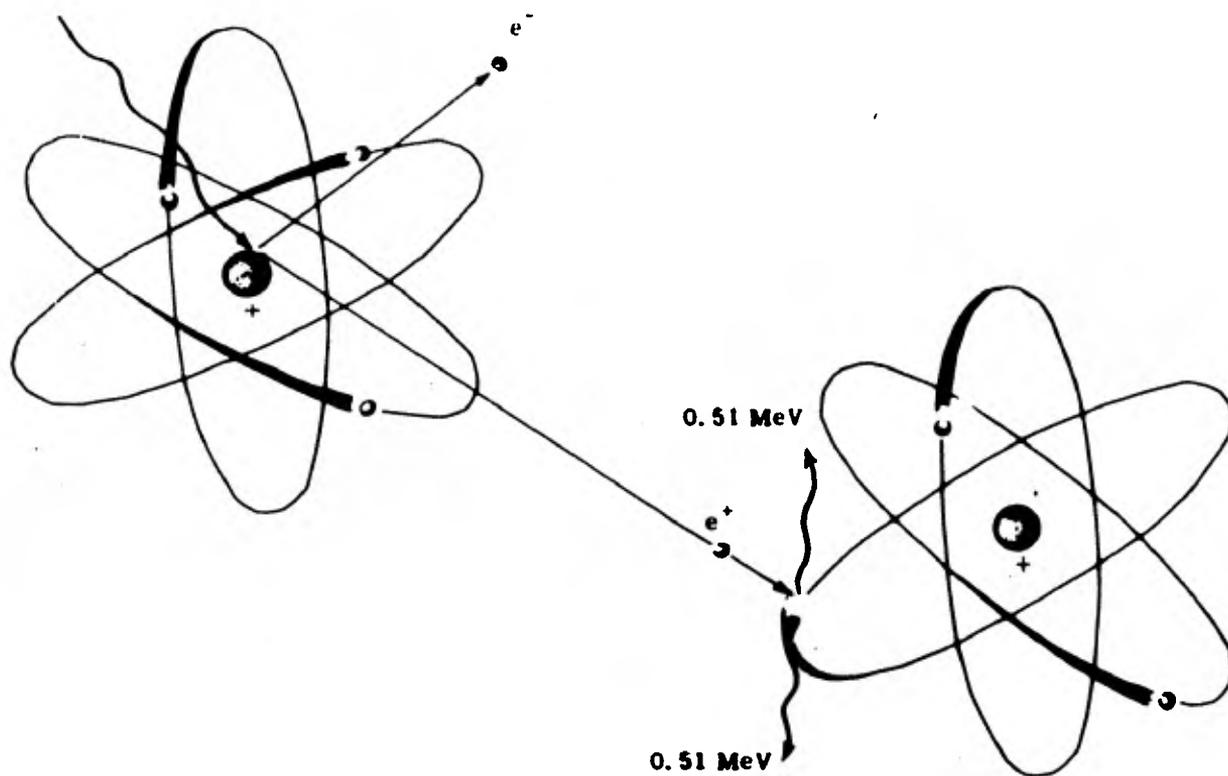


Fig.12. En la producción de pares un rayo gamma con energía mayor a 1.02 MeV, puede producir en la vecindad del núcleo un par de partículas, un positrón y un electrón, la primera de las cuales posteriormente se recombina, con un electrón, destruyéndose y formando dos rayos gamma con energía de 0.51 MeV.

La energía del fotón menos la energía en reposo de las dos partículas (cada una igual a $m_0 c^2$) se divide entre la energía cinética del electrón y el positrón (la energía transferida al núcleo casi siempre es despreciable), es decir:

$$E_0 = E_e + E_p + 2m_0 c^2 \quad (24)$$

El positrón es frenado de manera similar al electrón, y eventualmente se combina con un electrón convirtiéndose (las dos partículas) en dos rayos gamma, con energía de 0.51 MeV cada uno, los cuales son emitidos en sentido opuesto.

La producción de pares no puede ocurrir para fotones con energía menor a 1.02 MeV (i.e., $2m_0 c^2$). Arriba de esta energía el coeficiente de atenuación lineal por producción de pares (K) varía con la energía del foton, es proporcional al cuadrado del número atómico del material absorbedor y esta dado por:

$$K = {}_a K N \left[\text{cm}^{-1} \right] \quad (25)$$

donde N es el número de átomos por centímetro cúbico, y ${}_a K$ es la sección transversal de producción de pares por núcleo.

Para fotones de energías muy altas (≈ 20 MeV y mayores para Pb) una contribución apreciable a la sección transversal de producción de pares, puede hacerse desde una distancia r del núcleo mayor que el radio de la orbita del electrón-K. Entonces la carga nuclear se reduce, debido al apantallamiento de la carga de los electrones atómicos. En el caso extremadamente relativista, cuando el apantallamiento es despreciable⁽⁴⁾,

$${}_a k = \sigma_0 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_0}{m_0 c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (26)$$

Para $m_0 c^2 \ll E_0 \ll 137 m_0 c^2 Z^{-1/3}$, σ_0 es igual a $5.80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{núcleo}$, y E_0 es la energía del fotón. En el caso de apantallamiento completo se obtiene:

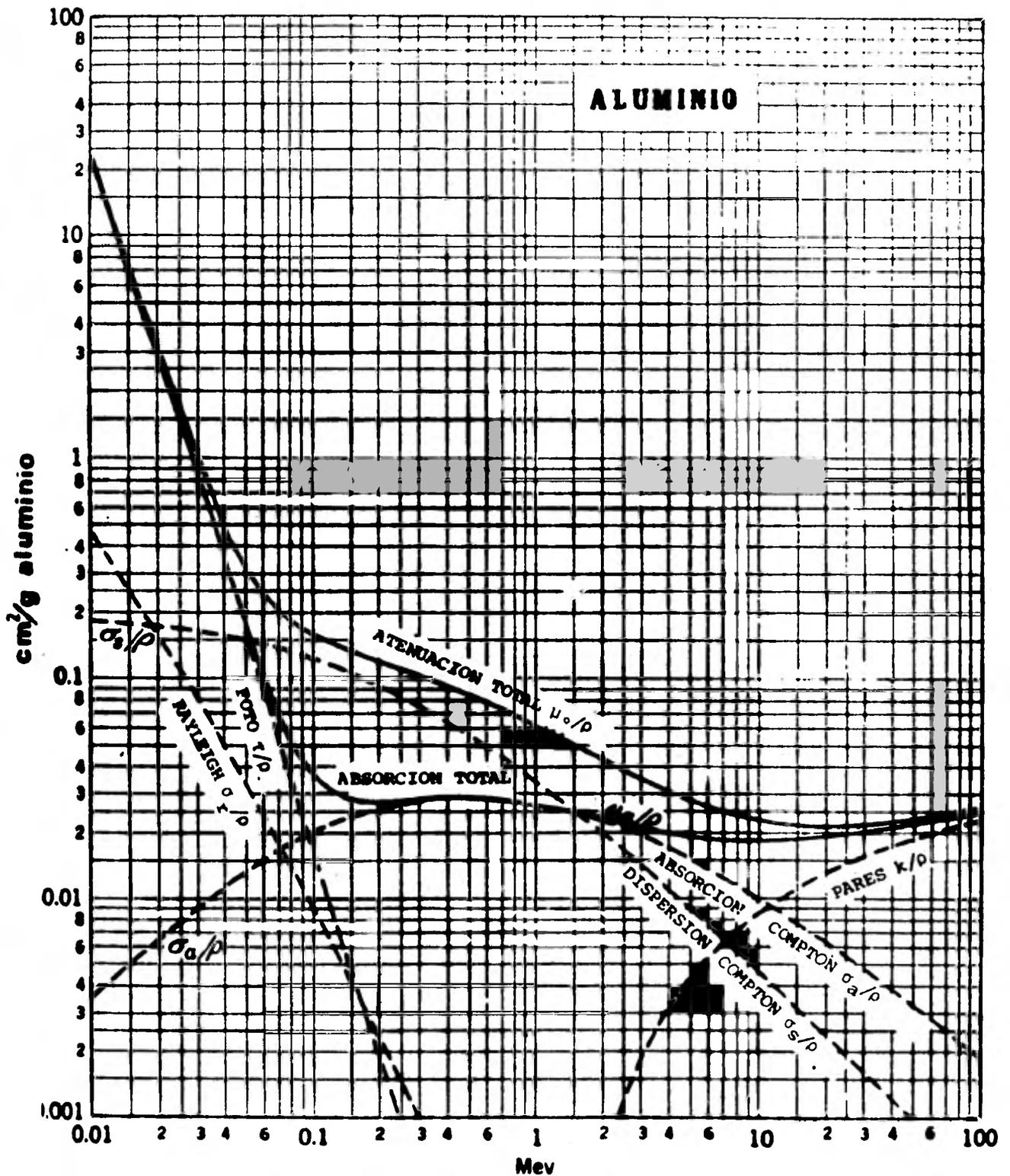


Fig.13. Coeficientes de atenuación másicos para fotones en aluminio. Cada curva está etiquetada con el nombre del efecto que representa. Estas curvas fueron obtenidas de las tablas de secciones transversales atómicas preparadas por G.R. White⁽⁴⁶⁾. El correspondiente coeficiente lineal para el aluminio puede obtenerse multiplicando todas las curvas por $\rho = 270 \text{ g/cm}^3 \text{ Al}$.

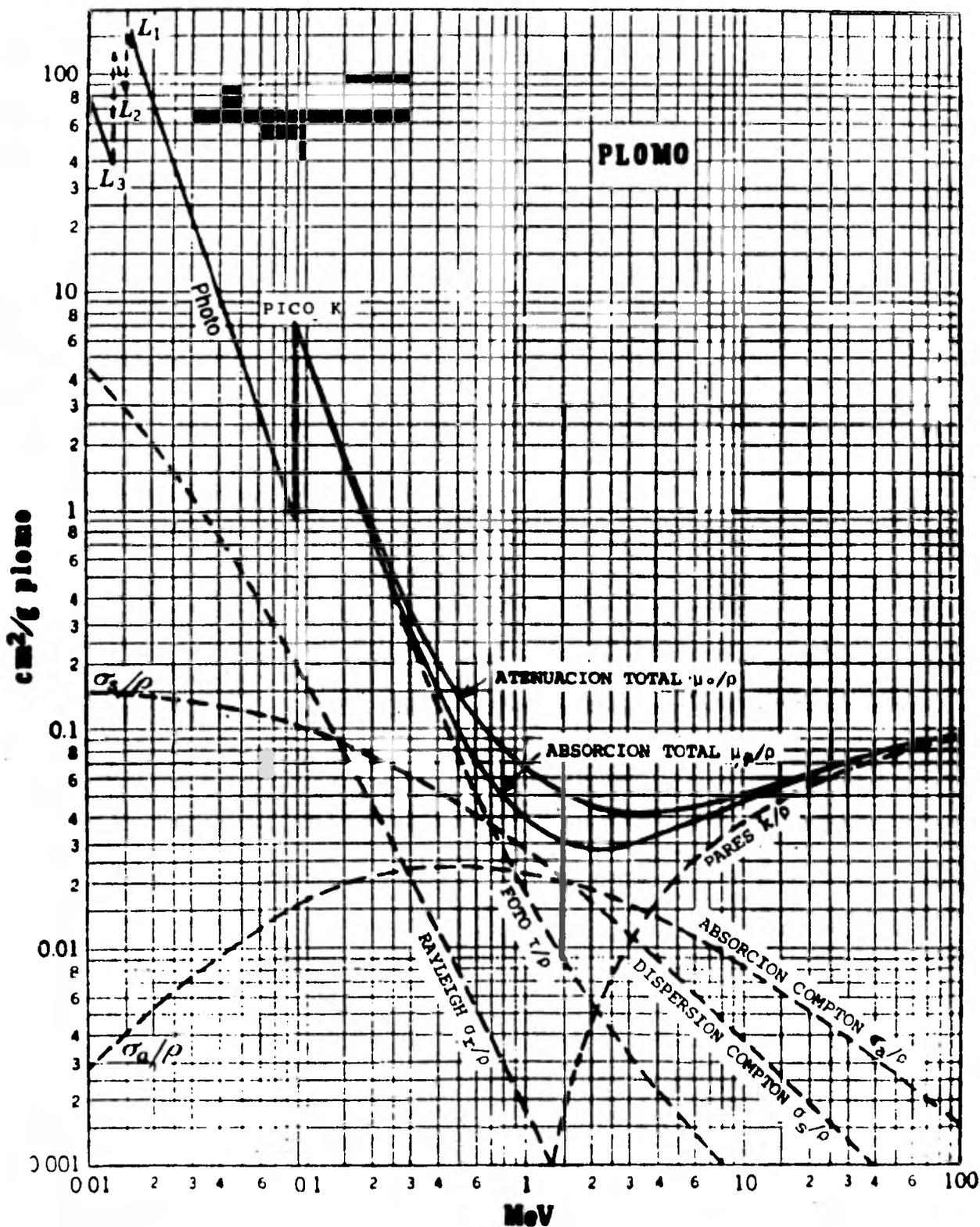


Fig.14. Coeficientes de atenuación másicos para fotones en plomo. Cada curva representa un efecto de interacción en particular y fueron calculados de las tablas de secciones transversales atómicas preparadas por G.R. White⁽⁴⁶⁾. Los coeficientes lineales para el plomo pueden obtenerse usando $\rho = 11.35 \text{ g/cm}^3 \text{ Pb}$.

$$a^k = \sigma_0 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln (183 Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right] \quad (27)$$

para $E_0 \gg 137 m_0 c^2 Z^{-1/3}$.

III.4. Atenuación de la Radiación Gamma en la Materia.

Podemos sumar los coeficientes de atenuación, de los efectos descritos, y obtener el coeficiente de atenuación total.

$$\mu = \tau + \sigma + K \quad (28)$$

donde τ , σ y K son los coeficientes de atenuación lineal de los efectos fotoeléctrico, Compton y producción de pares respectivamente, despreciando la dispersión coherente y la reacción fotonuclear por su pequeña contribución a altas energías (ver figuras 13 y 14).

De la misma manera podemos obtener los coeficientes de atenuación atómico y electrónico totales.

Todos los coeficientes de atenuación solo sirven para un determinado material absorbedor y una energía del fotón. Las figuras 13 y 14 muestran la variación de los coeficientes de atenuación parciales y totales para el aluminio y el plomo respectivamente. Estas curvas caracterizan de una forma razonable a los materiales de baja y alta Z respectivamente.

La figura 15 ilustra el arreglo experimental para medir el coeficiente de atenuación bajo la condición de haz colimado. Idealmente la intensidad medida por el detector bajo esta condición solo se debe a la parte del haz primario que no inter-

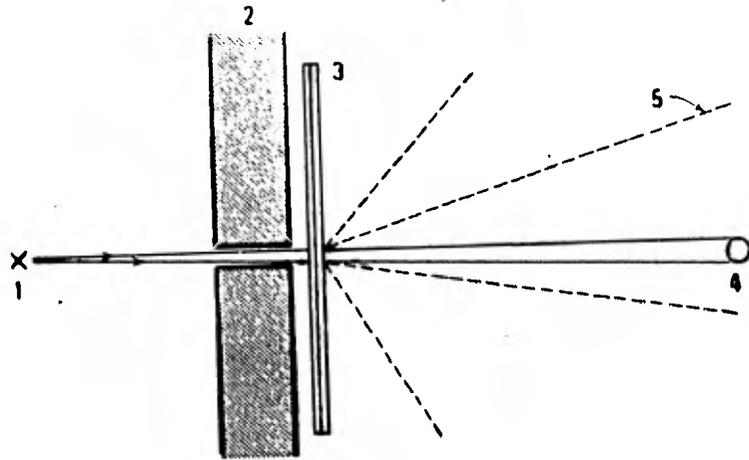


Fig.15. Arreglo experimental para medir coeficientes de atenuación, bajo la condición de haz estrecho, donde: (1) es la fuente de radiación; (2) colimador; (3) absorbedor; (4) detector; y (5) radiación dispersada.

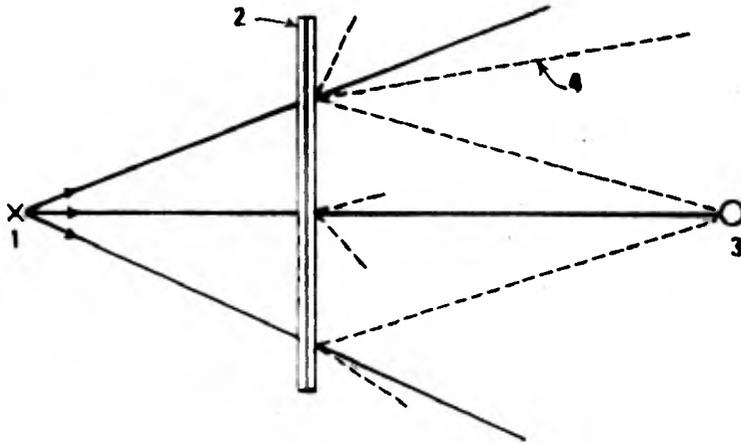


Fig.16. Arreglo experimental para medir coeficientes de atenuación, bajo la condición de haz ancho, donde: (1) es la fuente de radiación; (2) el absorbedor; (3) el detector; y (4) la radiación dispersada.

actua con el material absorbedor. La radiación dispersada no es medida por el detector.

Cuando se tiene un haz colimado la intensidad medida por el detector (I) está dada por la ecuación 13.

Si en lugar de un haz colimado tenemos un haz sin colimar como se muestra en la figura 16 y colocamos una placa de material absorbente en frente del haz de radiación, la intensidad de radiación medida por un detector localizado atrás de esta placa depende en parte de la cantidad de radiación dispersada que alcanza al detector (figura 16). La lectura del detector en estas condiciones es mayor que la obtenida en el caso del haz colimado. La intensidad medida bajo la condición de haz ancho (no colimado) está dada por:

$$I = I_0 B e^{-\mu l} \quad (29)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación total del haz colimado y B es el factor de "build up" que se define como la razón de la intensidad medida (transmitida) bajo la condición de haz no colimado y la intensidad medida bajo la condición de haz colimado.

Este factor depende de la clase y espesor del absorbedor, la energía del fotón, del tipo de detector usado y su posición relativa con respecto al absorbedor.

Curvas típicas de atenuación para un haz colimado y un

haz ancho de radiación monoenergética se muestran en la figura 17, donde puede observarse que la radiación medida bajo la condición de haz ancho es mayor que en el caso del haz colimado, debido a que el detector registra una parte de la radiación dispersada.

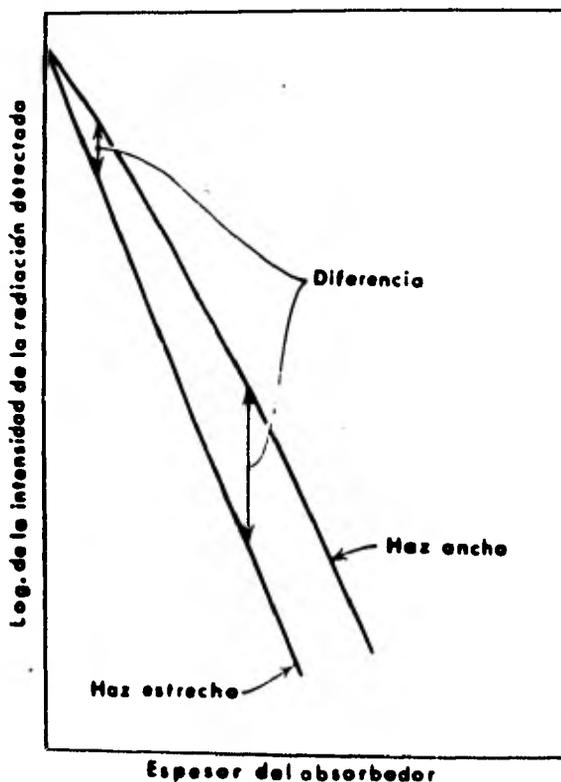


Fig.17. Curvas de atenuación típicas para radiación gamma monoenergética bajo las condiciones de haz estrecho y haz ancho. Nótese como aumenta la diferencia entre las dos curvas a medida que se incrementa el espesor.

IV. ACELERADOR DYNAMITRON.

El Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México cuenta con un acelerador de corriente directa (llamado Dynamitrón) modelo PEA-3.0 de 3 MeV fabricado por la Radiation Dynamics Inc.

Este acelerador fue construido para acelerar iones positivos, sin embargo, debido a cambios en los proyectos de investigación fue adaptado y actualmente acelera electrones.

Entre las características principales del Dynamitrón, podemos mencionar las siguientes: energía máxima de aceleración de 3 MeV, corriente máxima 15 mA. En la figura 18 presentamos un esquema del acelerador, en donde podemos ver un sistema generador y acelerador de electrones (1), un sistema multiplicador de voltaje (2), y un oscilador de radiofrecuencia (3).

A continuación describiremos cada una de estas partes.

IV.1. Sistema Generador y Acelerador de Electrones.

En la figura 19 se muestra el sistema generador y acelerador de electrones el cual esta formado principalmente por una fuente de electrones (1), un tubo acelerador (2), y un sistema barredor del haz (3). A grandes rasgos, su función consiste en producir electrones y acelerarlos, a lo largo del tubo acelerador, para posteriormente deflectarlos y formar una pantalla de electrones, llamada campo de radiación.

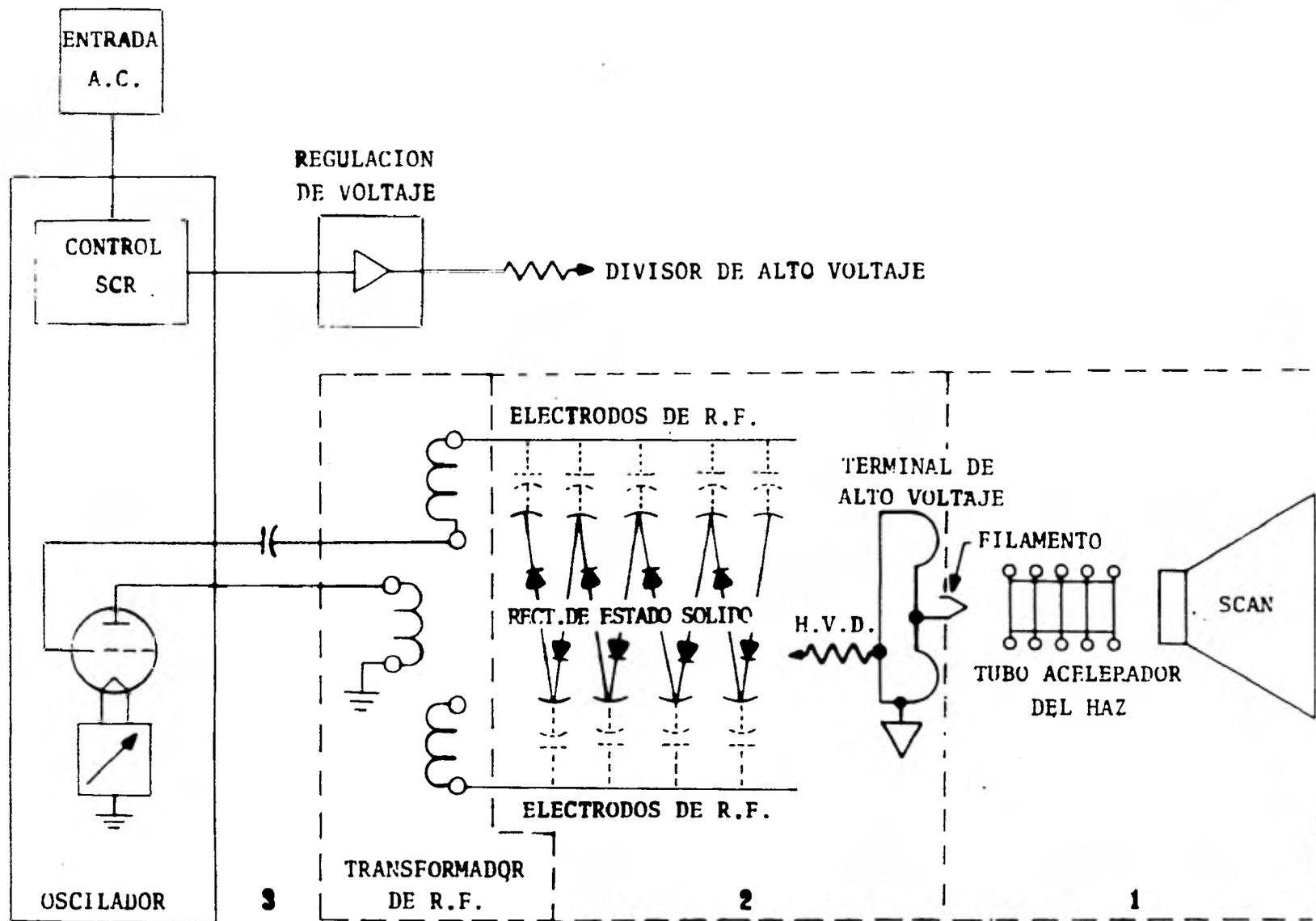


Fig.18. Diagrama básico del acelerador Dynamitrón. Donde podemos observar: (1) el sistema generador y acelerador de electrones; (2) el sistema multiplicador de voltaje; y (3) el oscilador.

Fuente de electrones. - En la parte 1 de la figura 19 podemos observar los elementos constitutivos de la fuente de electrones; ésta consta de un filamento de tungsteno el cual se encarga de producir los electrones por medio del fenómeno de termoe-misión. Este se encuentra conectado, como el circuito de carga de un potenciómetro, de tal forma que cambiando la posición de la terminal (a) (ver figura) variamos la corriente en el filamento lo que nos permite obtener una mayor o menor cantidad de electrones.

La fuente se alimenta con una señal proveniente del oscilador de radiofrecuencia, y es regulada (por dos diodos zener) para obtener un voltaje de 600 volts, que se aplica a las terminales del potenciómetro.

En el caso del Dynamitrón la fuente produce una corriente en el intervalo de 0 a 15 mA.

Tubo acelerador. - Los electrones emitidos por el filamento son repelidos por una placa cóncava, la cual los enfoca y les permite el paso al interior del tubo acelerador; este tubo está formado por una serie de tubos de vidrio sodiado en cuyo interior se encuentran otros tubos de metal denominados dínodos (parte 2, figura 19) conectados a una serie de resistencias, que van de la terminal de alto voltaje a tierra, las cuales actúan como un divisor de voltaje. Este arreglo hace que cada dínodo tenga un voltaje mayor, que el anterior hasta llegar al potencial de tierra, sintiendo así, los electrones emitidos

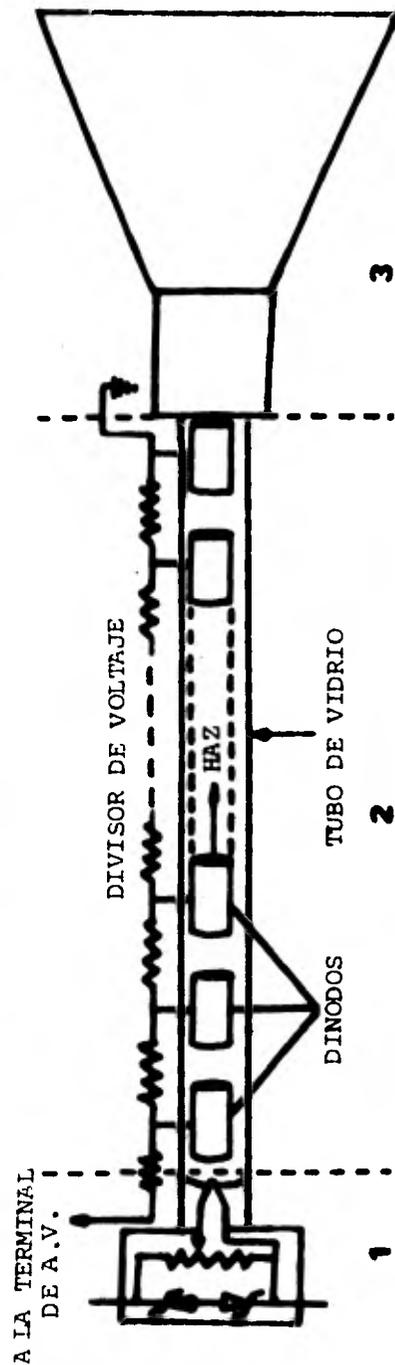


Fig.19. Esquema del sistema generador y acelerador de electrones del acelerador Dynamitron, el cual, está formado por: una fuente de electrones, un tubo acelerador y un sistema deflector del haz.

por la fuente una aceleración uniforme a lo largo del tubo acelerador. Asimismo, la forma cilíndrica de los dínodos tiene propiedades de enfocamiento, obligando al haz a viajar por el eje común de éstos. Tanto el tubo acelerador como el "scan"

se encuentran conectados a un sistema de vacío, el cual alcanza una presión final de 10^{-5} Pa. Esto es importante ya que evita la desaceleración de los electrones debido a las colisiones con las moléculas del aire.

Sistema barredor.- Una vez acelerado, el haz de electrones es barrido a bajas frecuencias por medio de unos electroimanes, para formar una pantalla de electrones, llamada campo de radiación. El interior del sistema se encuentra al vacío y termina en una ventana de titanio, que tiene un espesor del orden de 10^{-5} m, a través de la cual los electrones pasan fácilmente del interior del barredor al exterior. La ventana se enfría mediante aire a presión que se hace pasar por la parte superior de ésta. En la parte 3, figura 19, se muestra el sistema barredor del haz de electrones del acelerador Dynamitrón.

IV.2. Sistema Multiplicador de Voltaje.

El sistema multiplicador de voltaje se encarga de convertir y elevar el voltaje alterno, proveniente del oscilador de radiofrecuencia, en un voltaje directo hasta un valor límite de -3 MV.

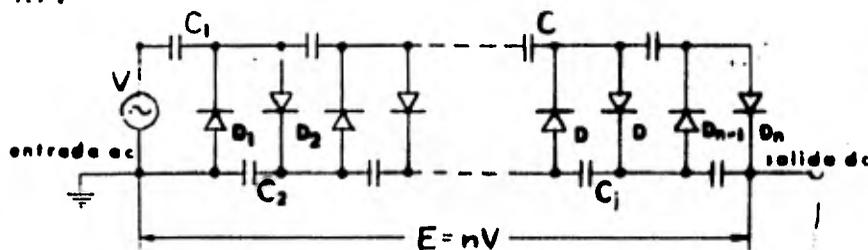


Fig.20. Diagrama simplificado del circuito multiplicador de voltaje. Donde C_j y D_n representan los capacitores y rectificadores de esta do sólido respectivamente.

El circuito de este sistema está formado por 64 etapas, constituida cada una por un diodo rectificador de estado sólido y un condensador (C_j). En la figura 20 se muestra un circuito equivalente, cuyo mecanismo de elevación de voltaje es el siguiente:

Por simplicidad consideraremos únicamente las primeras dos etapas del circuito. Durante un semiciclo negativo de la onda de C.A., el diodo D_1 , conduce y por ésto C_1 se carga a un voltaje V con la polaridad señalada en la figura 20, C_2 no se carga debido a que D_2 no conduce. Al producirse el semiciclo positivo D_1 deja de conducir y D_2 es el que conduce, debido a su polaridad, C_1 se descarga a través de D_2 , lo cual ocasiona que C_2 se cargue a un voltaje igual a $2V$, ya que, C_1 le suministra un voltaje V de C.D. más el voltaje de la fuente de C.A.

Esto se repite en cada una de las etapas del circuito, de tal forma que el último condensador va a estar cargado a un voltaje $V_f = nV$ donde n es el número total de etapas y V el voltaje inicial.

Una de las características indeseables de este circuito es su alta impedancia. Esto es un problema ya que, si queremos obtener una corriente (I) del circuito, por ejemplo, conectando una resistencia entre la terminal del alto voltaje y tierra (éste es el caso del divisor de voltaje con el cual se aceleran los electrones), el voltaje V_f se reduce al valor dado por la ecuación⁽¹⁹⁾:

$$V_F = nV - \frac{I}{12fC} \left(n^3 + \frac{3n^2}{4} + n/2 \right)$$

donde f es la frecuencia de la fuente que alimenta el circuito.

Por lo tanto para mantener el voltaje de salida cercano al valor teórico de nV es necesario tener f alta, C grande y n e I pequeños. Sin embargo estos últimos no se pueden elegir arbitrariamente, ya que de ellos depende la aplicabilidad del sistema. Para solucionar este problema Lorrain⁽²⁰⁾ propuso que f fuera muy alta para poder reducir el valor de C y así obtener un circuito más compacto, ya que si C es grande el espacio ocupado por el circuito es considerable, lo cual no es práctico. Esta es la razón por la cual se utiliza un oscilador de radiofrecuencia como fuente de poder.

En la figura 21 se muestra un esquema más representativo del sistema multiplicador de voltaje. En este se observan los electrodos de radiofrecuencia también llamados electrodos "D" debido a que son placas de metal moldeadas en esta forma.

Por estos entra la señal del oscilador de radiofrecuencia al circuito, a través de las capacidades de acoplamiento C_i , las cuales se forman con la superficie de los electrodos "D" y los anillos de corona. Estos últimos son tubos de forma casi semicircular, que se encuentran colocados en cada una de las terminales de los rectificadores de estado sólido, su función consiste no solamente en formar las capacidades C_i , sino que también, cada par de protectores subsecuentes, forman los condensadores C_j que se muestran en la figura 20. Además, sirven

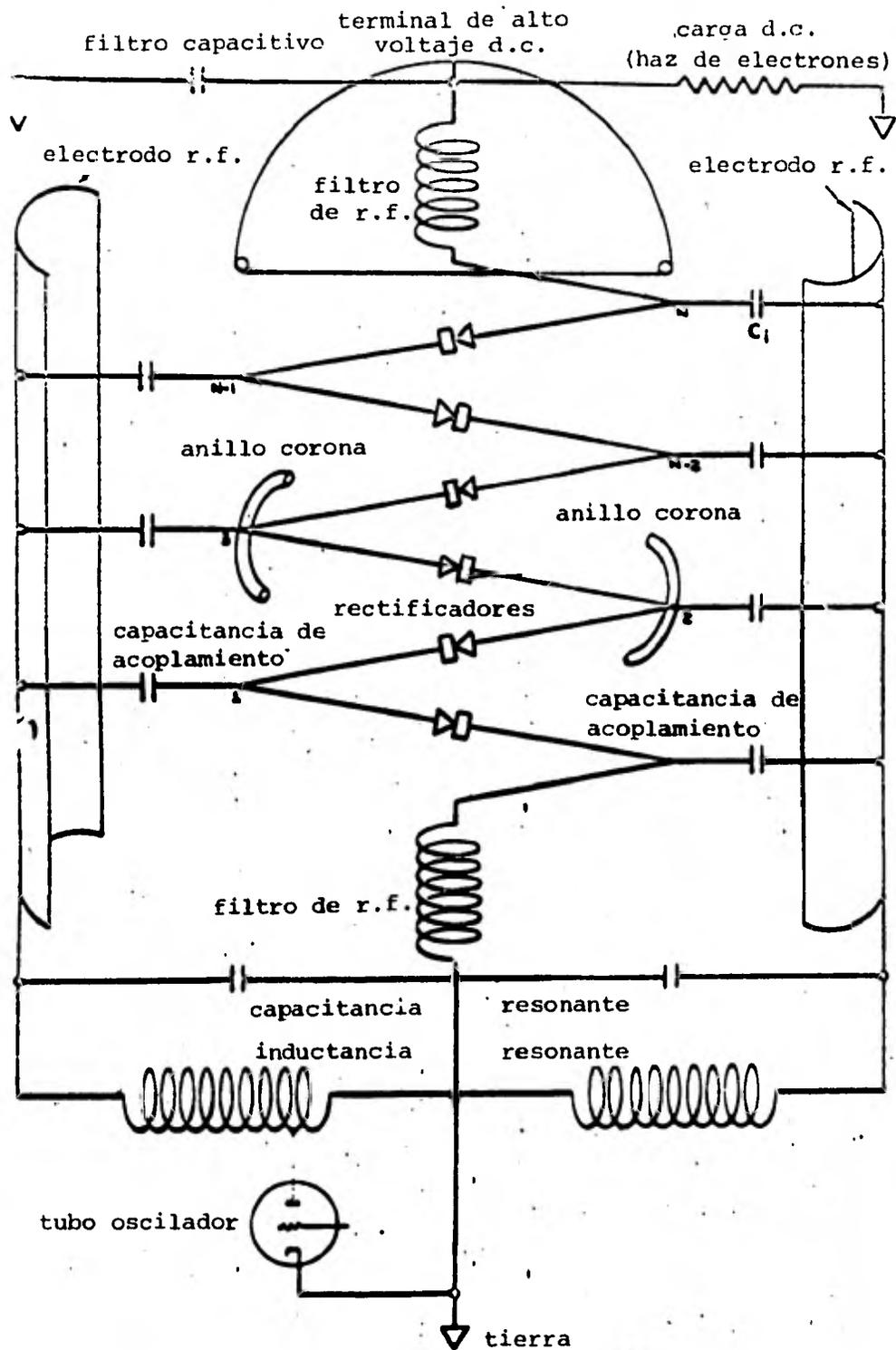


Fig.21. Esquema representativo del sistema multiplicador de voltaje del acelerador Dynamitron.

para eliminar chispazos por el efecto de corona.

Debido a que la señal de radiofrecuencia aparece en los anillos de corona, es necesario insertar filtros de radiofrecuencia en los extremos del circuito para poder extraer un potencial puro.

En la parte inferior del diagrama aparece una inductancia resonante (L_g), que estrictamente hablando pertenece al oscilador y de la cual hablaremos posteriormente, sin embargo, en este momento podemos decir que tanto esta inductancia como el sistema multiplicador de voltaje, el tubo acelerador y la fuente de electrones se encuentran colocados dentro de un tanque de presión construido de acero (ver figura 23). Debido a esto, la capacitancia resonante que se muestra en la figura 21 esta formada por los electrodos "D" y la superficie interior del tanque, de la misma manera el filtro capacitivo, colocado entre la terminal de alto voltaje y tierra, corresponde a la capacitancia inherente a la superficie de la terminal y el tanque de presión.

El dieléctrico de los condensadores está constituido por hexafluoruro de azufre (SF_6), el cual se introduce en el tanque de acero a una presión de 689.48×10^3 Pa. Este gas es capaz de aislar al máximo el voltaje total producido por el generador de alto voltaje, además es autoregenerativo hasta ciertos valores de ruptura en caso de chispas durante el proceso, y se utiliza también como refrigerante de todos los dispositivos dentro del tanque de presión.

De esta descripción se concluye que todos los capacitores, del sistema multiplicador se forman con las superficies de los electrodos "D", los anillos corona, la terminal de alto voltaje y el tanque; en combinación con el hexafluoruro de azufre que actúa como dieléctrico.

Lo anterior es esencial para el buen funcionamiento de la máquina de alto voltaje, ya que, la capacitancia total del sistema es pequeña y por tanto la energía almacenada es mínima, lo que permite a la máquina sobrevivir a chispas de ruptura ocasionales.

IV.3. Oscilador de Radiofrecuencia.

En la figura 22 se muestra un diagrama de bloques del oscilador de radiofrecuencia, el cual está constituido por una fuente de voltaje directo (parte 1, figura 22) que se encarga de rectificar la señal trifásica de entrada (440 Vrms C.A.), hasta obtener un voltaje de 14 KV C.D. con el que se alimenta el oscilador propiamente dicho (parte 3, figura 22) cuya función es la de generar una señal de 14 KV pico C.A., con una frecuencia de aproximadamente 130 kHz. La fuente de voltaje directo que alimenta al oscilador consta de un sistema rectificador trifásico de onda completa alimentado por un transformador de 10 KV-160 KVA conectado en "delta-Y".

La parte 2 de la figura 22 es un regulador de voltaje cuya función es la de alimentar el circuito oscilador con una señal menor o igual al voltaje de la fuente (parte 1). Esto per

mite variar la señal de salida del oscilador y por consiguiente el potencial de aceleración.

El Dynamitrón puede manejarse tanto manual como automáticamente; en el segundo caso, el regulador es retroalimentado para mantener fijo el voltaje seleccionado.

El oscilador (parte 3, figura 22) es del tipo Hartley modificado; está formado principalmente por dos tubos osciladores conectados en paralelo autoexcitados, entonados en placa, capaces de entregar una potencia de 30 kw. El circuito tanque del oscilador, que es el encargado de fijar la frecuencia de oscilación, está constituido por una bobina (L_g) y un condensador (C_g) conectados en paralelo. La frecuencia producida se obtiene de la relación⁽²⁴⁾:

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_g C_g}}$$

Por otro lado, L_g y C_g son la inductancia y la capacitancia resonantes respectivamente, que se muestran en la figura 21.

La inductancia resonante L_g , cuyas terminales de alto voltaje está conectadas a los electrodos "D" de radiofrecuencia, es de forma toroidal para reducir su campo magnético externo (ya que éste produciría corrientes parásitas en sus alrededores y podría causar dificultades al operar cierto equipo tal como el tubo acelerador del haz de electrones).

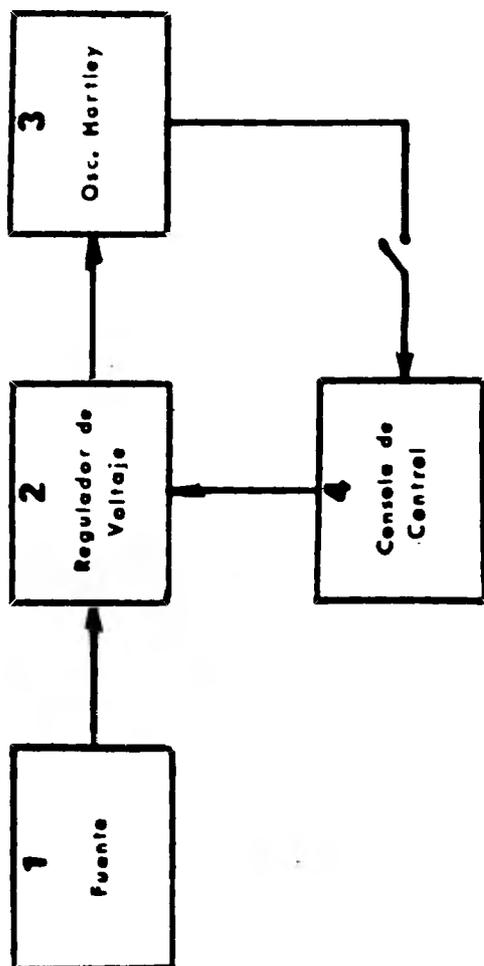


Fig.22. Diagrama de bloques del oscilados de radiofrecuencia. Nótese, la retroalimentación existente entre el oscilador Hartley y el regulador, si el interruptor esta abierto el control del alto voltaje es manual. Con el interruptor cerrado el control es automático.

En la figura 23 se muestra una fotografia del tanque del acelerador, en donde podemos ver, los electrodos "D", la terminal de alto voltaje, el tubo acelerador que se encuentra en medio de los anillos de corona, los rectificadores de estado sólido, y la bobina toroidal (L_g) que está colocada en la parte posterior del tanque.

IV.4. Consola de control.

La consola de control se encuentra en un cuarto separado del acelerador por paredes de concreto que proporcionan una protección adecuada contra cualquier tipo de radiación o gases producidos en el laboratorio.

Desde la consola es posible controlar todos los dispositivos que operan ordinariamente, además, es aquí donde se localizan los indicadores de los circuitos de protección que interrumpen el funcionamiento del acelerador cuando ocurre algo anormal. Entre los sistemas de protección podemos enumerar los que controlan las siguientes fallas:

1) sobrecorriente en el acelerador, 2) sobrecorriente en los rectificadores del oscilador, 3) falta de agua o refrigeración (ya que aparte del hexafluoruro de azufre, en la parte posterior del tanque se encuentra un intercambiador de calor formado por unos tubos por donde circula agua y cuatro ventiladores que se utilizan para enfriar el acelerador), 4) sobrecorriente de corona y apertura de puertas que comunican al cuarto del acelerador.

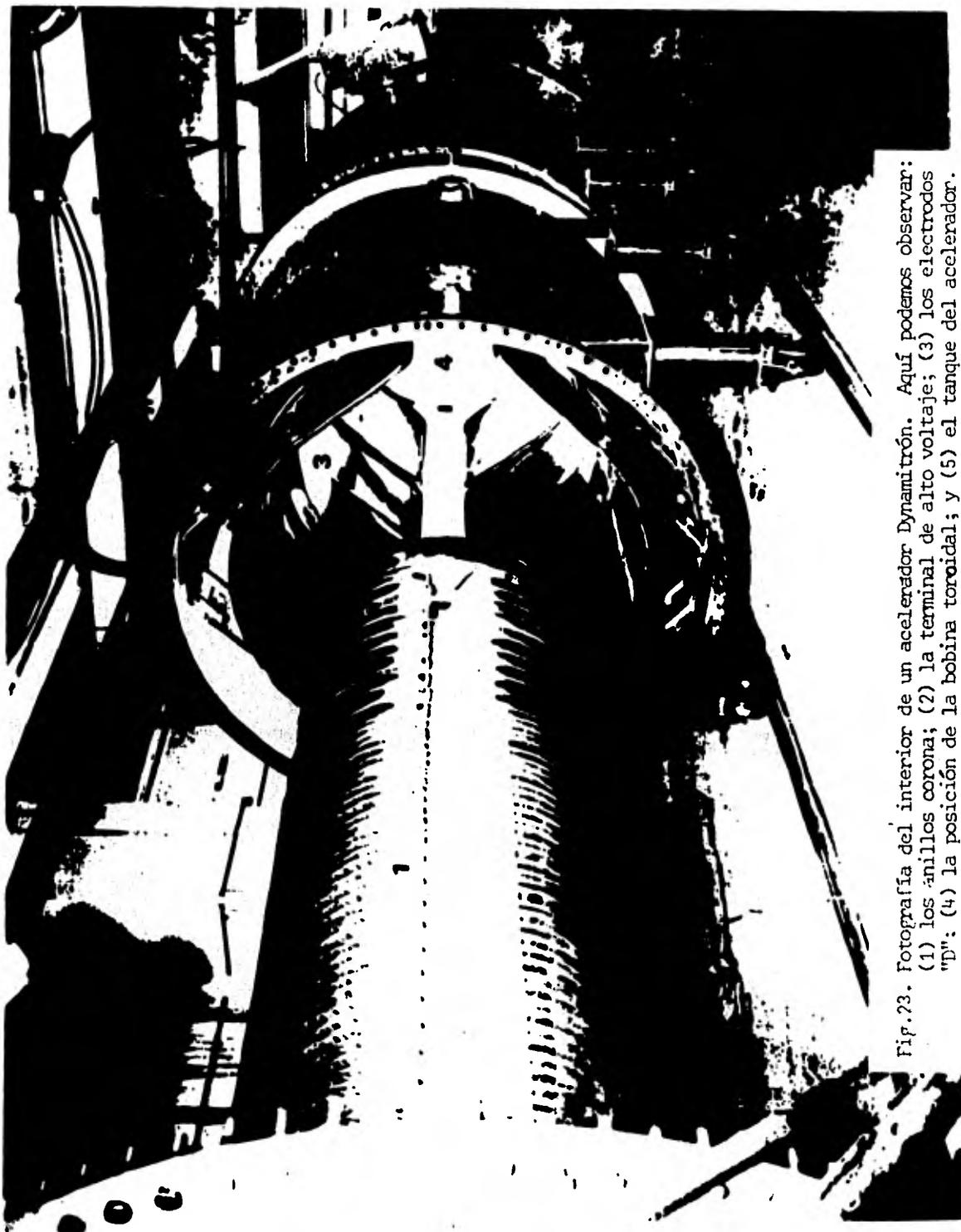


Fig. 23. Fotografía del interior de un acelerador Dynamitrón. Aquí podemos observar: (1) los anillos corona; (2) la terminal de alto voltaje; (3) los electrodos "D"; (4) la posición de la bobina toroidal; y (5) el tanque del acelerador.

V. REQUERIMIENTOS DE PROTECCION RADIOLOGICA DE LAS INSTALACIONES DE UN ACELERADOR DE 3 MeV Y 15 mA.

El uso de fuentes radiactivas, ya sea, naturales o artificiales, genera la necesidad de proteger, tanto al personal que trabaja en los laboratorios como al público en general, de los efectos de la radiación. Para esto es necesario reducir la exposición del individuo a la radiación, lo cual se puede alcanzar por los siguientes caminos o por una combinación de ellos:

- a) colocando barreras de blindaje entre el individuo y la fuente;
- b) incrementando la distancia a la fuente de radiación;
- c) reduciendo la duración de la exposición; ó
- d) reduciendo la energía de la radiación y/o la razón de emisión de la fuente.

En el caso del acelerador Dynamitrón, el camino más conveniente es el a), debido a la alta energía de los electrones y a las condiciones de trabajo.

Sin embargo, para obtener una adecuada protección del personal es necesario, además, considerar otro factor, como es: la producción de ozono y otros gases tóxicos, en la zona de irradiación; una solución a este problema consiste en instalar un sistema de extracción que renueve el aire periódicamente en el cuarto de irradiación.

A continuación analizaremos en detalle, los problemas de

producción de ozono y el cálculo del blindaje para el acelerador Dynamitrón.

V.1. Cálculos para la protección contra la Radiación.

En todos los laboratorios de investigación, que cuenten con un acelerador de partículas, es necesario proteger al personal, que labora en estos, contra los efectos producidos por la radiación. Usualmente esto se logra colocando muros, de material y espesor adecuados, entre la zona de irradiación y el lugar donde se encuentra el personal.

Cualquier material puede ser usado como blindaje contra la radiación producida directa o indirectamente por los aceleradores, si el espesor empleado es suficiente para absorber o atenuar la radiación a los niveles requeridos. Ordinariamente el concreto es el blindaje más frecuentemente usado, debido a su bajo costo, sin embargo, bajo ciertas circunstancias otros materiales pueden ser más convenientes. En la tabla 3 aparece una lista de materiales comunmente usados para propósitos de blindaje.

En la selección del material deben evaluarse los siguientes factores:

- a) Espesor requerido y densidad del material.
- b) Posibilidad de uso múltiple. Por ejemplo, material que sirva tanto para blindaje como para propósitos estructurales.
- c) Posibilidad de uso como blindaje contra neutrones y rayos X ó rayos gamma; el espesor puede diferir considerablemente

Tabla No. 3.- Materiales usados como blindaje en Irradiadores

M a t e r i a l	Densidad g cm ⁻³
Concreto	
1. ordinario	2.35
2. baritina	3.6
3. agregado ferrofosforoso	4.8
4. agregado ilmenite	3.85
Tierra seca en bloques	1.5
Arena seca en bloques	1.6 - 1.9
Ladrillo	
1. blando	1.65
2. duro	2.05
Baldosa de cerámica	1.9
Argamasa de arena	1.54
Granito	2.65
Piedra caliza	2.46
Mármol	2.7
Sulfato de bario (barita natural)	4.5
Aire (NTP)	1.293 x 10 ⁻³
Agua	1.0
Cobre	8.94
Acero	7.8
Plomo	11.36
Aluminio	2.699

para neutrones y rayos X.

- d) Uniformidad, consistencia y homogeneidad de blindaje.
- e) Permanencia del blindaje. Por ejemplo, estabilidad contra rajaduras, desgaste, deformación y cambio de composición.
- f) Costo del material, incluyendo instalación y mantenimiento.
- g) Apariencia estructural; características superficiales, fácil de limpiar o pintar.
- h) Posibilidad de inducir radiactividad en el material por exposición continua a la radiación.

Para obtener un blindaje contra electrones comunmente se usan materiales de baja Z tales como aluminio o concreto ordinario, los cuales son preferidos porque con ellos la producción de rayos X es mínima. También el aire es un absorbedor de electrones y frecuentemente se utiliza como tal en los lugares donde la distancia de absorción puede ser ajustada y la producción de ozono y otros gases tóxicos no representa peligro.

En el caso de los rayos gamma ó X, el concreto ordinario es el material más ampliamente usado, por su relativo bajo costo y su razonable estabilidad. Ocasionalmente, es ventajoso el uso de agregados pesados tales como el mineral de hierro, para reducir el espesor del blindaje en áreas restringidas, pero el relativo alto costo de este agregado especial tiende a limitar su uso.

Dependiendo, tanto del tipo de partículas que genere el acelerador como del material contra el que choquen, se producen ciertos tipos de radiación secundaria debido a la interacción de las partículas incidentes con el material blanco (ver capítulo de interacción de radiación con materia). Frecuentemente la radiación secundaria resulta más peligrosa que las partículas generadas por el acelerador, como en el caso de los rayos X producidos al frenar electrones, en donde se determina el blindaje en función de este tipo de radiación.

En base a esto, es necesario estimar la razón de emisión de radiación secundaria, para lo cual los siguientes parámetros son de importancia:

- a) Tipo de partículas aceleradas: el tipo de partícula (electrón, positrón o núclidos específicos acelerados) gobierna las clases de reacciones productoras de radiación que deben ser tomadas en cuenta al diseñar el blindaje.
- b) Material blanco: la composición nuclear del blanco debe ser conocida para determinar la reacción específica productora de la radiación.
- c) Energía de las partículas aceleradas: la razón de emisión de una reacción específica es función de la energía de la partícula. La energía debe suponerse monoenergética e igual al valor máximo producido por el acelerador.
- d) La corriente del haz de partículas: la razón de emisión de radiación generalmente es proporcional a la corriente del haz que pega en el material blanco.

e) Distribución angular de la radiación: la distribución angular de la razón de emisión de radiación es medida con respecto a la dirección de las partículas que chocan y varía de acuerdo a la reacción específica y a la energía de las partículas.

En las figuras 5, 6 y 24 se muestra la distribución angular de rayos X producidos por electrones acelerados.

Debe notarse que la razón de emisión de radiación tanto de electrones como de iones que chocan en un blanco, tienen un máximo en la dirección del haz incidente, excepto para el caso de la reacción (γ, n) donde la razón de emisión es máxima en otra dirección.

f) Espectro de energías de la radiación: información concerniente a la distribución de energías de la radiación producida en un blanco, incluyendo su magnitud como función del ángulo, es de importancia en la determinación de las características de atenuación de la radiación.

Para calcular el blindaje en cualquier acelerador es necesario conocer el valor de las dosis equivalente máxima permisible (H_m), que puede recibir un trabajador, y según el National Council on Radiation Protection and Measurements⁽³³⁾ es igual a:

Areas controladas	100 mrem por semana
Areas no controladas	10 mrem por semana

El valor de H_m , se obtuvo considerando una semana labo-

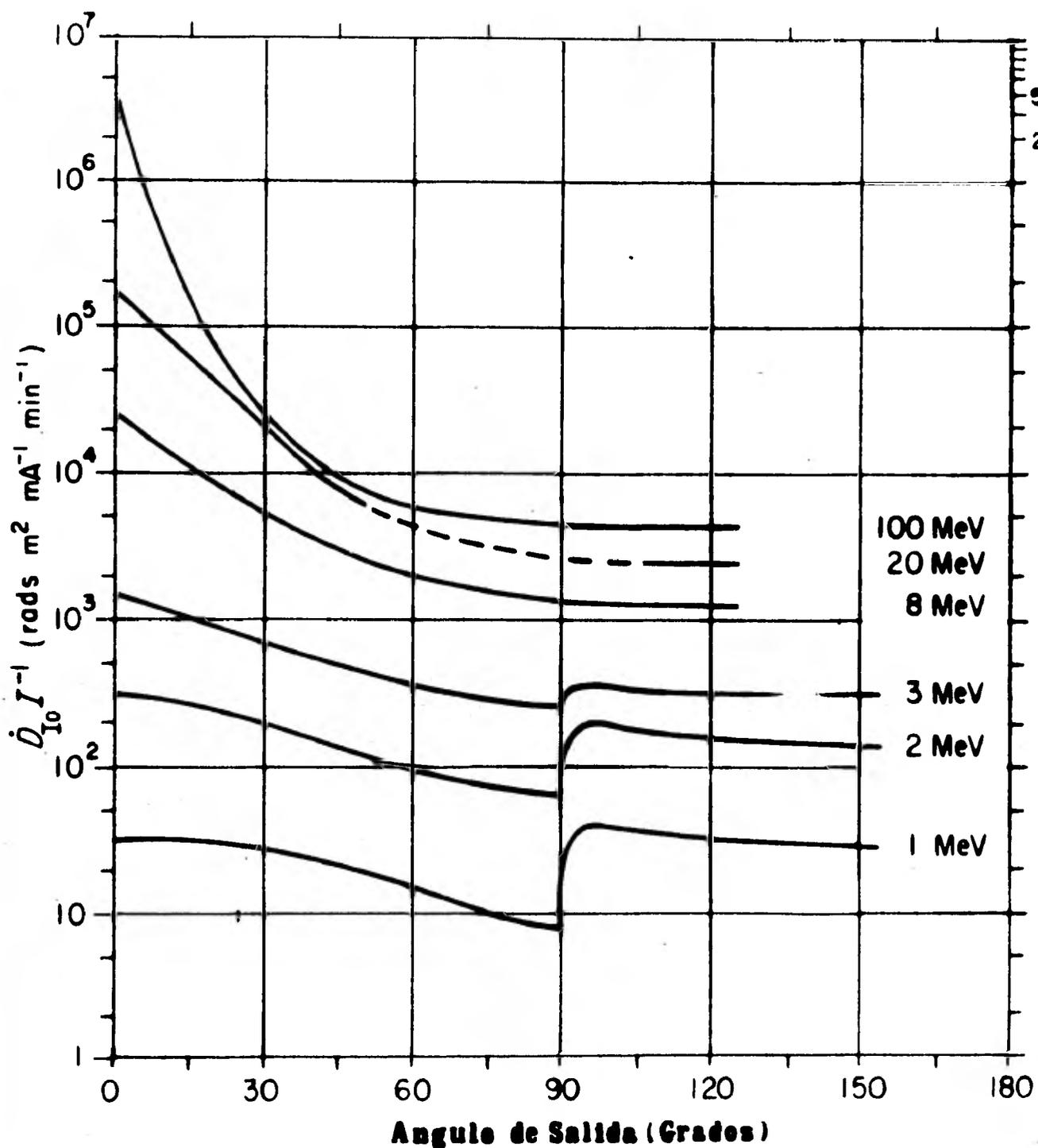


Fig. 24. Distribución angular de la razón de dosis de rayos X (medida a un metro del blanco), producidos por electrones que inciden sobre un material blanco de alta Z ($Z > 73$). El cambio brusco a $\sim 90^\circ$ en las curvas de baja energía se debe a la autoabsorción en el blanco⁽³³⁾. A causa de la geometría extendida de este, las medidas a altas energías dan como resultado curvas suaves a $\sim 90^\circ$. Las curvas de 1 a 8 MeV fueron obtenidas de los datos de Ely y Burnill⁽⁴⁹⁾; y las de 20 y 100 MeV del trabajo de Wyckoff y colaboradores⁽⁵⁰⁾.

ral de 40 horas y sólo se utiliza como guía para fines de diseño. Entendemos por áreas controladas, los lugares donde se puede tener control de acceso y permanencia del personal que las ocupa. A las áreas de acceso común como son: pasillos, jardines, patios, etc. se les denomina áreas no controladas.

El propósito fundamental del blindaje contra la radiación es el de reducir la razón de dosis equivalente de todas las fuentes de radiación que convergen sobre un punto de referencia particular, de tal manera que la razón del índice de dosis equivalente en el punto de referencia no exceda la cantidad \dot{H}_m . Matemáticamente, esto puede expresarse de la siguiente forma:

$$\dot{H}_{id} \leq \dot{H}_m \quad (30)$$

donde:

\dot{H}_m es el valor aplicable de H_m ó razón de dosis límite.

\dot{H}_{id} es la suma de todas las razones de dosis equivalente en el punto de referencia:

$$\dot{H}_{id} = \sum_j \frac{\dot{F}_{oj} B_j T}{K_j d_j^2} \quad (31)$$

donde:

\dot{F}_{oj} es la máxima razón de dosis absorbida a razón de afluen-
cia de partículas de la fuente j-esima (si es radiación
primaria o secundaria), a una distancia convencional de
un metro; \dot{F}_{oj} es expresado como \dot{D}_0 (para rayos X, rads

$m^2 \text{ min}^{-1}$), ó ϕ_0 (para neutrones, $m^2 \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$).

B_j es la fracción de transmisión de la radiación a través del blindaje de la j -ésima fuente.

T es el factor de ocupancia del área, representada por el punto de referencia.

K_j es una constante dimensional perteneciente a la radiación producida por la j -ésima fuente.

d_j es la distancia entre la j -ésima fuente de radiación y el punto de referencia (en metros).

El factor de ocupancia T se introduce en la relación anterior para modificar la máxima razón de emisión de radiación usada con los calculos del blindaje, debido a que, ciertas clases de áreas no controladas que rodean el acelerador pueden suponerse ocupadas (por el público en general) por una fracción del período semanal total durante el cual la radiación es dirigida al área. En la tabla 4 se muestran valores típicos para T .

De la ecuación 31 podemos encontrar ecuaciones específicas para diversos tipos de radiación, por ejemplo, rayos X, neutrones, etc. Aquí sólo consideraremos el caso de los rayos X, producidos por un blanco en el cual chocan electrones generados por un acelerador.

Tabla 4.- Valores del factor de ocupancia para diversas áreas

Personal que no labora en las instalaciones

$T = 1$; (ocupancia total) áreas de trabajo tales como oficinas, laboratorios, talleres y lugares ocupados en edificios cercanos.

$T = 1/4$; (ocupancia parcial) corredores, salones de descanso y estacionamientos.

$T = 1/16$; (ocupancia ocasional) salas de espera, sanitarios, escaleras y áreas fuera del edificio usadas solo por peatones o tráfico vehicular.

El factor de ocupancia para el personal que labora en las instalaciones, en general, puede suponerse igual a la unidad.

Los rayos X son atenuados en forma exponencial a su paso a través de la materia. De tal manera que la razón de dosis equivalente disminuye sólo una fracción al atravesar un determinado espesor de material, y teóricamente nunca se hace cero.

Es necesario, por esto, determinar la fracción de transmisión del blindaje para los rayos X, (B_x), por lo cual, la razón de dosis equivalente debe disminuir, al atravesar el espesor de la barrera del blindaje, a niveles apropiados de dosis límite.

Esta fracción de transmisión gobierna el espesor de la barrera del blindaje como veremos después.

En el caso, en que se tenga una fuente puntual de rayos X, el blindaje se determina de las siguientes expresiones⁽³³⁾:

$$\dot{H}_{Id,x} = \frac{\dot{D}_{Io} B_x T}{(1.67 \times 10^{-5}) d^2} \leq \dot{H}_m \quad (32)$$

$$B_x \leq (1.67 \times 10^{-5}) \frac{\dot{H}_m d^2}{\dot{D}_{Io} T} \quad (33)$$

donde:

B_x es la fracción de transmisión del blindaje para rayos X.

\dot{D}_{Io} es la razón de dosis absorbida ($\text{rads m}^2 \text{ min}^{-1}$) a una distancia convencional de 1 metro de la fuente.

\dot{H}_m es la razón dosis equivalente máxima permisible ó razón de dosis límite (mrem h^{-1}).

d es la distancia entre la fuente de rayos X y el punto de referencia (en metros).

T es el factor de ocupancia.

La constante (1.67×10^{-5}) proviene del cambio de unidades y es igual a: (1×10^{-3}) $\text{rad mrem}^{-1} \times (1.67 \times 10^{-2}) \text{ h min}^{-1}$.

Para fines de seguridad radiológica se considera que un rem es igual a un rad.

En la figura 25 se muestran curvas de transmisión, (en concreto) para una geometría de haz ancho, en la cual la fracción de transmisión del blindaje, B_x , está dada como una función del

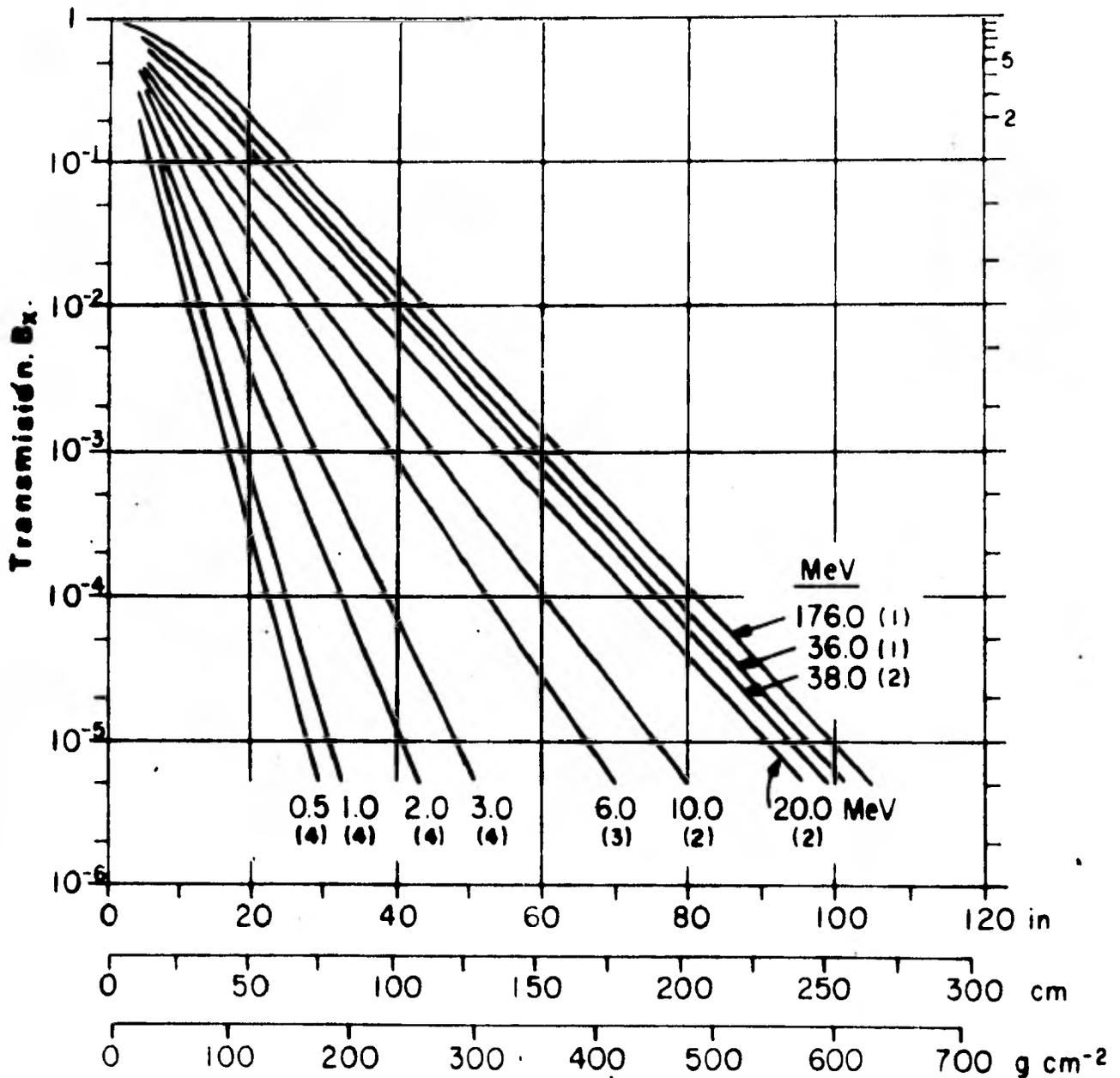


Fig. 25. Transmisión de rayos X a través de concreto ordinario (densidad $2.35\ g/cm^3$), bajo la condición de haz ancho. La energía que aparece en cada curva (0.5 a 176 MeV) se refiere a la energía del electrón que pega sobre el blanco grueso productor de los rayos X. Dada la transmisión obtenemos el espesor de concreto necesario para obtener la razón de dosis equivalente máxima permisible. Las curvas se obtuvieron de: (1) Miller y Kennedy⁽⁵¹⁾; (2) Kim y Kennedy⁽⁵²⁾; (3) Karzmark y Capone⁽⁵³⁾; y (4) de las referencias (54) y (55).

espesor del blindaje para energías de electrones seleccionadas que producen rayos X en materiales de alta Z.

Si calculamos B_x , el espesor de la barrera del blindaje puede leerse directamente de estas curvas de transmisión para energías del electrón dadas.

Además, B_x también puede ser relacionado con el espesor del blindaje a través del número de capas décimoreductoras del material que es requerido para disminuir la radiación a niveles de dosis límite. Por una capa décimoreductora entendemos el espesor con el cual la dosis equivalente debida a rayos X, disminuye por un factor de 10. Por ésto:

$$B_x = 10^{-n} \text{ ó } n = \log_{10} (1/B_x) \quad (34)$$

donde n es el número de capas décimoreductoras.

La pendiente de la gráfica semilogarítmica de la transmisión de haz ancho de rayos X versus el espesor varía cuando es te último se incrementa, pero los cambios más sinificativos ocurren durante las primeras "decenas" de transmisión. Cambios subsecuentes son relativamente pequeños. Consecuentemente, puede estimarse una capa décimoreductora en "equilibrio", para calcular el espesor de las barreras de blindaje, $S^{(33)}$.

$$S = T_1 + (n - 1) T_e \quad (35)$$

donde:

S es el espesor de la barrera del blindaje;

T_1 es la primera capa décimoreductora, en el espesor del blindaje, con cara a la fuente de radiación; y

T_e son las subsecuentes capas décimoreductoras en "equilibrio", aproximadamente constantes en valor.

Valores de T_1 y T_e para concreto ordinario están graficados en la figura 26 como una función de la energía de los electrones incidentes sobre un blanco productor de rayos X.

En el caso del acelerador Dynamitrón, el blindaje lo vamos a determinar en función de los rayos X producidos, ya que éstos, representan un peligro mayor que los electrones generados por el acelerador. Por ejemplo; electrones de 3 MeV de energía tienen un alcance máximo en concreto ($\rho=2.35$) de 0.83 cm⁽⁶¹⁾, a diferencia de los rayos X, producidos por estos mismos electrones en un blanco, que necesitan una pared de concreto de 26 cm⁽³³⁾ para reducir su intensidad en un factor de 10.

Como sabemos, el Dynamitrón produce un haz de electrones el cual se barre a una frecuencia de 120 Hz, sin embargo, el cálculo del blindaje puede realizarse considerando al blanco como una fuente puntual de rayos X, ya que, aún cuando el haz de electrones sea barrido sólo el lugar donde pegan producirá radiación.

Antes de realizar los calculos del blindaje para el acelerador Dynamitrón es necesario aclarar lo siguiente; supondremos que los electrones inciden sobre un blanco de Z alta ($Z>73$), para optimizar la producción de rayos X, ya que se prevee el po-

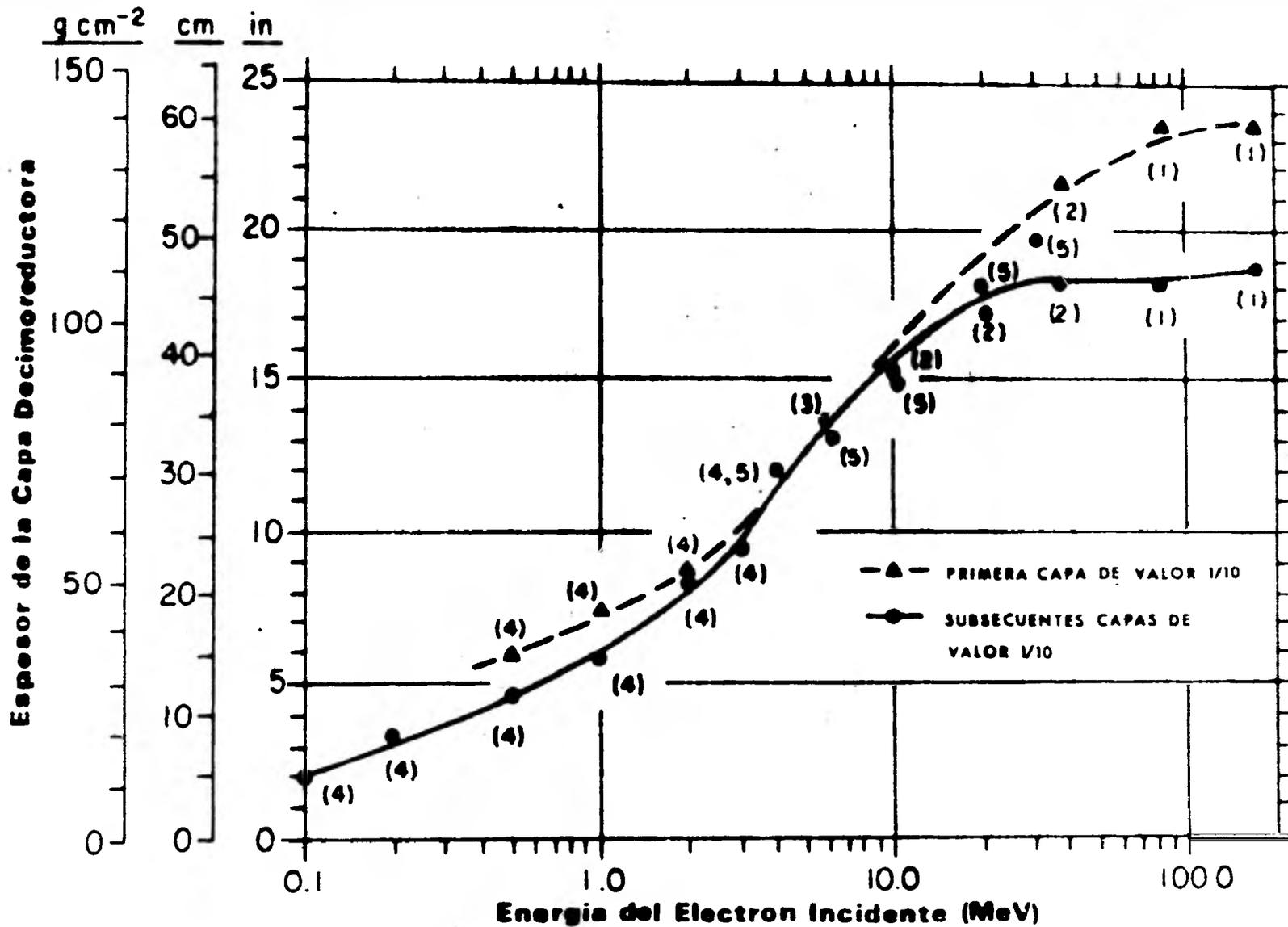


Fig.26. Capas décimoreductoras ^{para} concreto ordinario (densidad $2.35\ g/cm^3$) para rayos X bajo la condición de haz ancho, como una función de la energía de los electrones incidentes sobre un blanco grueso. La curva punteada se refiere a las primeras capas de valor décimo; la curva continua se refiere a las capas de valor décimo en "equilibrio" o subsecuentes. Ambas curvas son empíricas y se encontraron de los datos obtenidos de las siguientes referencias: (1) Miller y Kennedy(51); (4) referencia (54); (5) Ma-ryama y colaboradores(56).

sible uso del acelerador como generador de rayos X.

Tomando en cuenta esto calcularemos el blindaje, tanto para el cuarto de control como para la zona que se encuentra en la dirección del haz de electrones ($\theta = 0$).

Cálculo del blindaje. a) La zona que se encuentra en dirección del haz de electrones corresponde a la parte posterior del laboratorio, de tal forma que debemos considerar a ésta como una área no controlada, en la cual ocasionalmente pudiera haber personas. Esto implica que: $\dot{H}_m = 0.25$ mrem/h y $T = 1/16$.

Con los datos anteriores y la ecuación 33, podemos obtener la fracción de transmisión del concreto, la cual para una distancia de 4.76 m que es la separación entre la fuente de rayos X y el exterior del blindaje, es igual a:

$$B_x = 9.17 \times 10^{-8}$$

La razón de dosis utilizada, $\dot{D}_{I_0}(0) = 1.65 \times 10^4$ rad $m^2 \text{ min}^{-1}$, se encontró multiplicando la cantidad $\dot{D}_{I_0}(0) I^{-1}$, que se obtiene de la curva para 3 MeV de la figura 24 considerando un ángulo de cero grados, y la corriente producida por el Dynamitrón ($I = 15$ mA).

Substituyendo el valor de B_x en la ecuación 34 encontramos el número de capas décimoreductoras necesarias para obtener la razón de dosis límite:

$$n = 7.04$$

Por otro lado, en la figura 26 encontramos que los valores de T_1 y T_e (espesores de las capas décimoreductoras para concreto ordinario son 26 cm y 23 cm respectivamente en el caso de rayos X producidos por electrones de 3 MeV, ahora bien, con estas cantidades y la ecuación 35, obtenemos el espesor de la pared necesario para proteger a las personas, que llegaran a permanecer algún tiempo en la parte posterior del laboratorio, contra los efectos de la radiación:

$$S_{\theta=0} = 164.92 \text{ cm}$$

b) Antes de determinar el espesor del blindaje en el cuarto de control, lo calcularemos en la región A (ver figura 27), la cual se encuentra a un lado de la zona de irradiación. Para esto, escogeremos un punto representativo de la región y en base a éste haremos todos los calculos subsecuentes.

El punto elegido se encuentra localizado cerca de la esquina a la derecha de la región A (a una distancia de 5.52 m del blanco productor de rayos X). Se escogió este punto por ser el lugar donde se tiene la razón de dosis mayor, es decir, el ángulo con respecto al haz de electrones al que se encuentra este punto es mínimo (0.44°) comparado con cualquier otro punto de esa región.

Consideraremos a la región A como un área controlada en cuyo caso la razón de dosis límite es 2.5 mrem h^{-1} y usaremos un factor de ocupación igual a $1/4$ respectivamente; este valor del factor de ocupación proviene del hecho de que la región A

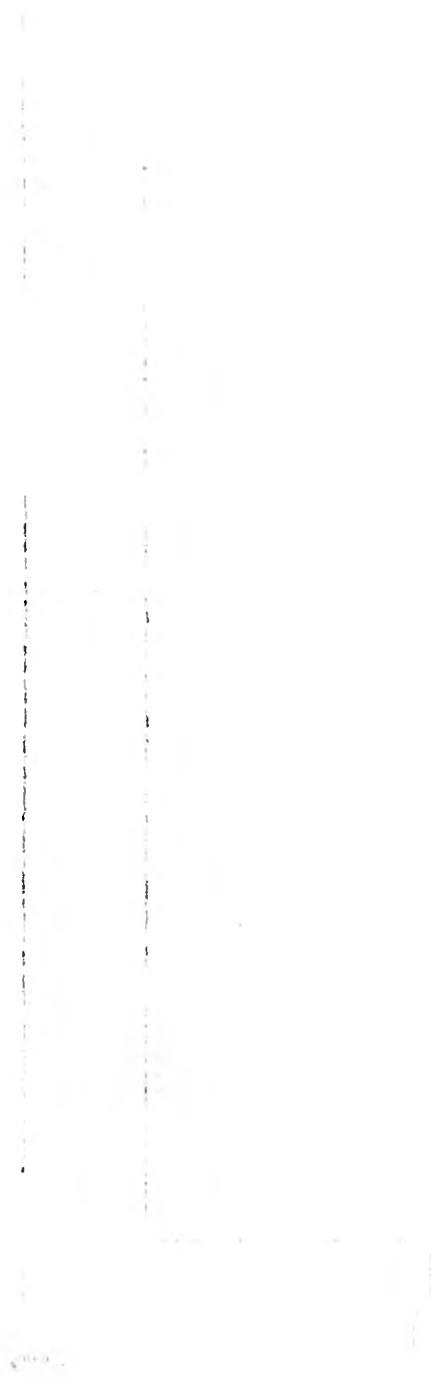
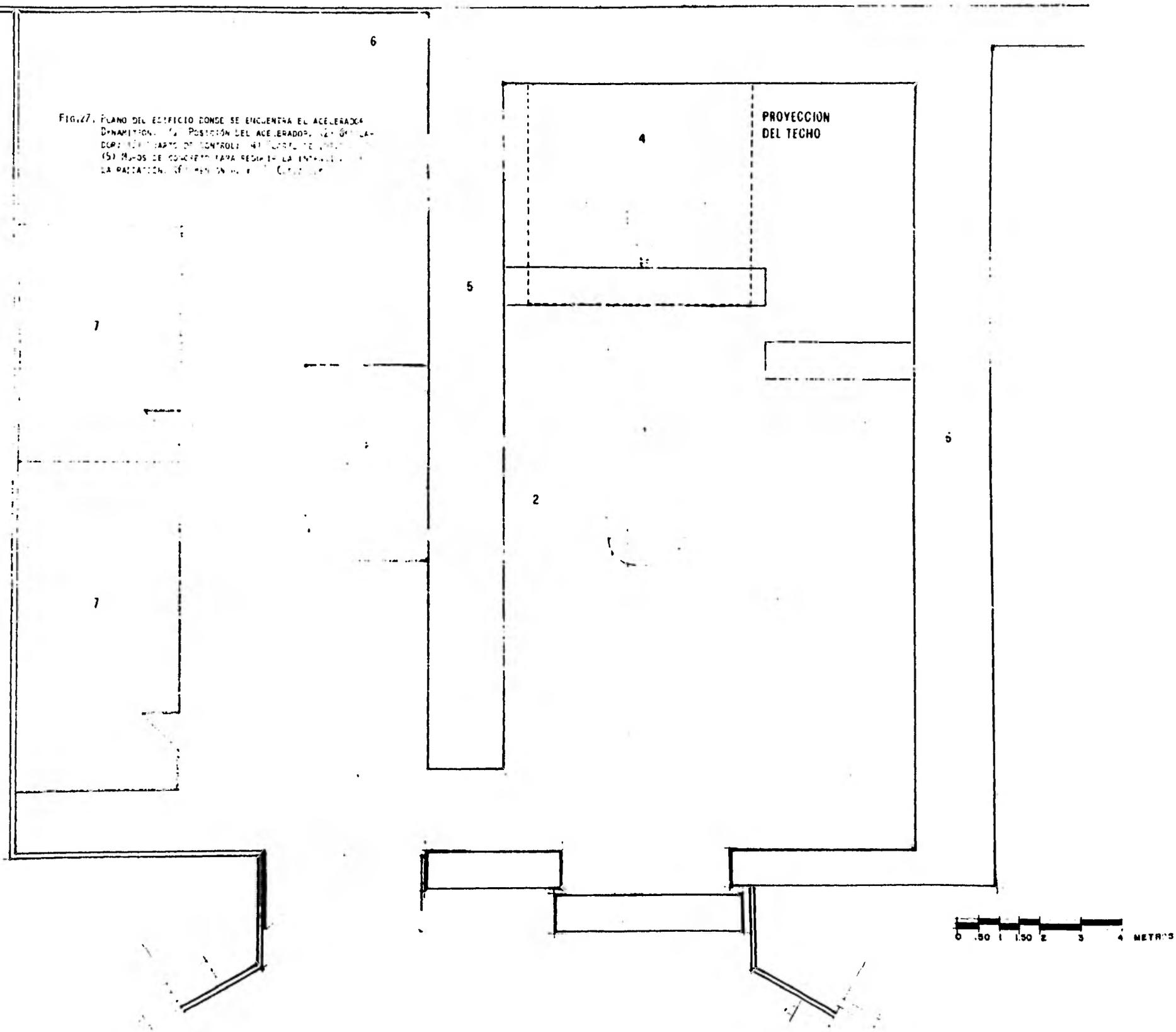


FIG. 27. PLANO DEL EDIFICIO DONDE SE ENCUENTRA EL ACCELERADOR DYNAMITON. (1) POSICIÓN DEL ACCELERADOR. (2) ÓMILA-DOR. (3) PARTE DE CONTROL. (4) PUERTA DE VENTILACIÓN. (5) MUROS DE CONCRETO PARA RESISTIR LA ENTREVILLADA. (6) LA PASADIZO. (7) PASADIZO DE ENTRADA.



es una zona ocupada por períodos cortos de tiempo. Como el ángulo entre la dirección del haz de electrones y el punto es pequeño supondremos, que la razón de dosis es igual a:

$\dot{D}_{Io}(0) = 1.65 \times 10^4 \text{ rads m}^2 \text{ min}^{-1}$, es decir, como si el haz de electrones estuviera dirigido en esta dirección. Substituyendo los datos anteriores en las ecuaciones 33, 34 y 35 obtenemos que el espesor de la pared de concreto necesario para proteger la región A es:

$$S = 152.73 \text{ cm}$$

Con respecto al cuarto de control, tenemos que, este se encuentra a un ángulo mínimo de aproximadamente 90° con respecto al haz de electrones (ver figura 27). Lo cual implica, en la gráfica para 3 MeV de la figura 24, que la razón de dosis es:

$$\dot{D}_{Io}(90^\circ) = 4.5 \times 10^3 \text{ rads m}^2 \text{ min}^{-1}$$

Si la distancia es 5.85 m, \dot{H}_m es igual a 2.5 mrem h^{-1} y el factor de ocupación es igual a 1, de la ecuación 33 obtenemos la razón de transmisión:

$$B_x = 3.175 \times 10^{-7}$$

Calculando el número de capas décimoreductoras con la ecuación 34 y substituyéndolo en la ecuación 35 junto con los valores de T_1 y T_e , encontramos que el espesor necesario de la pared de concreto es:

$$S'_{cc} = 152.5 \text{ cm}$$

Ahora bien, los calculos del espesor del blindaje, se realizaron después de construido el laboratorio del acelerador Dynamitrón, de tal forma que actualmente cuenta con paredes de concreto de dos metros de espesor, lo cual implica, que la razón de dosis de radiación $\dot{H}_{Id,x}$ en la región A y en el cuarto de control sean 2.23×10^{-2} y 2.16×10^{-2} mrem/h respectivamente, estos resultados se calcularon con las ecuaciones 32, 34, 35 y los valores de S, \dot{D}_{Io} , T, etc. dados en cada caso. Como puede observarse $\dot{H}_{Id,x}$ es mucho menor que la dosis máxima permisible, lo cual implica que se puede trabajar todo el día sin peligro alguno.

Cálculo del blindaje a 180 grados.- Otra de las zonas que necesitan ser protegidas contra la radiación, es la correspondiente a la región cercana a la entrada del edificio del acelerador, la cual con respecto a la dirección del haz se encuentra a 180 grados (ver figura 27).

La razón de dosis, en este lugar, se debe tanto a la contribución del blanco productor de rayos X (emitidos a 180 grados) como a los reflejados en la pared colocada frente al scan. Estos últimos aunque relativamente bajos de energía y razón de dosis absorbida, dominan el cálculo del blindaje bajo ciertas condiciones, por lo tanto, para asegurarnos cual de las dos contribuciones es la que determina el blindaje en nuestro caso, calcularemos ambas razones de dosis.

Refiriéndonos a la figura 28, tres parámetros son de im-

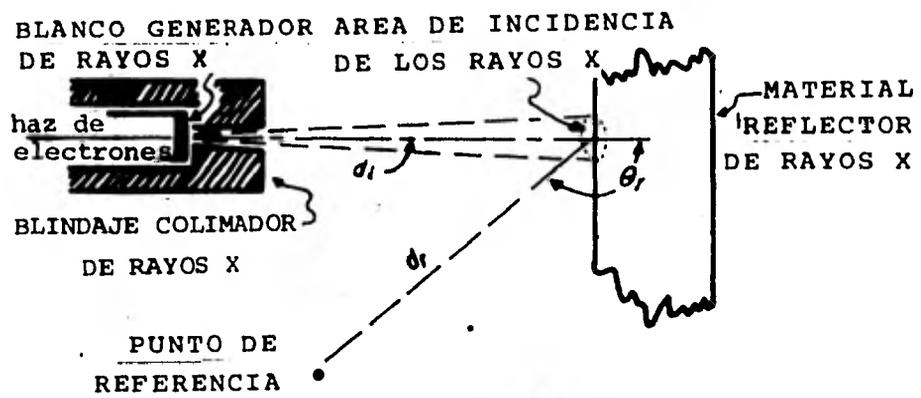


Fig. 28. Geometría de reflexión, de rayos X que inciden normalmente en un material.

portancia en los calculos del espesor del blindaje para los rayos X reflejados: (1) el índice de la razón de dosis absorbida de los rayos X reflejados; (2) la distancia entre el material reflector y el punto de referencia, y (3) las características de transmisión de los rayos reflejados a través de la barrera de blindaje. La siguiente relación provee una estimación del índice de la razón de dosis de los rayos X reflejados en función del material reflector⁽³³⁾.

$$\dot{D}_{I,r_0} = \dot{D}_{I_0} \alpha_x A/d_i^2 \quad (36)$$

donde:

\dot{D}_{I,r_0} es la razón de dosis de los rayos X reflejados a la distancia de un metro del área reflectora (rads m² min⁻¹);

α_x es el coeficiente de reflexión de la pared, que depende de la energía de los rayos X incidentes, el ángulo de reflexión y el tipo de material reflectante;

A es el área de la pared, "iluminada" por el haz de rayos X incidente (m²);

d_i es la distancia del blanco productor de rayos X a la pared reflectora (m).

Quando los rayos X reflejados dominan la situación del blindaje, la fracción de transmisión ($B_{x,r}$) se obtiene modificando las ecuaciones 32 y 33, reemplazando a \dot{D}_{I_0} por \dot{D}_{I,r_0} ob-

tenemos:

$$\dot{H}_{I,r} = \frac{\dot{D}_{Io} \alpha_x A B_{x,r} T}{(1.67 \times 10^{-5}) d_i^2 d_r^2} \leq \dot{H}_m \quad (37)$$

$$B_{x,r} \leq (1.67 \times 10^{-5}) \frac{\dot{H}_m d_i^2 d_r^2}{\dot{D}_{Io} \alpha_x A T} \quad (38)$$

donde d_r es la distancia de la pared al punto de referencia (en metros).

Valores de α_x son graficados en las figuras 29 y 30 como una función de la energía de fotones monoenergéticos (de 0.1 a 10 MeV), para diferentes ángulos de reflexión en concreto. Para estimar α_x de un espectro de rayos X que incide en un material reflectante, es adecuado suponer que la energía representativa del espectro es alrededor de un medio de la energía de los electrones que producen los rayos X⁽³³⁾ dentro del intervalo de energías ya expresado.

Una vez conocida la fracción de transmisión, el espesor del blindaje está determinado por las ecuaciones 34 y 35, que en este caso son iguales a:

$$n = \log \frac{1}{B_{x,r}} \quad (39)$$

$$S = T_1 + (n-1) T_e \quad (40)$$

donde ahora T_1 y T_e son el espesor de las capas décimoreductoras que deben seleccionarse en función de la energía de los rayos X reflejados. En el caso particular de rayos X producidos

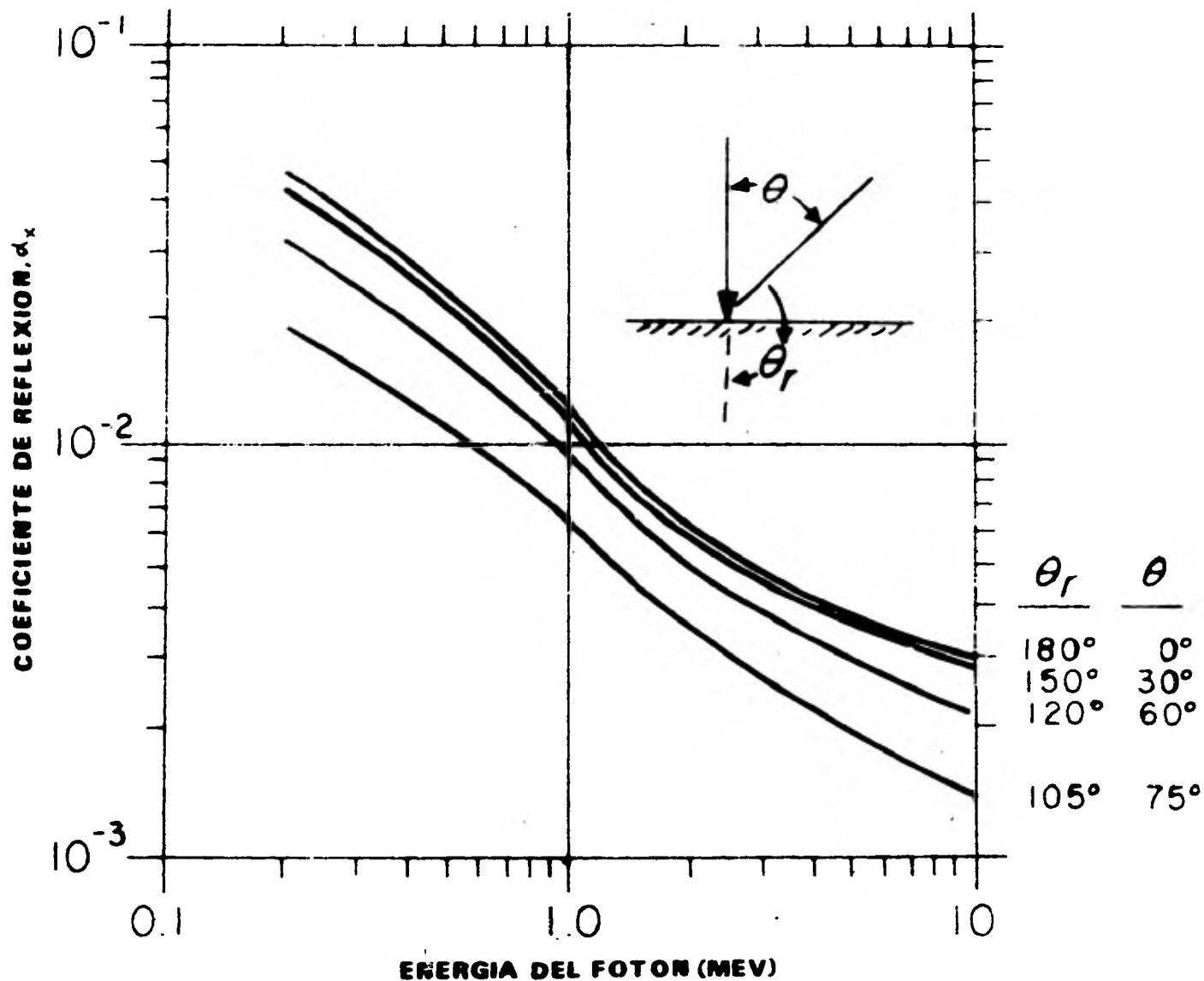


Fig. 29. Coeficientes de reflexión, α_x , de rayos X monoenergéticos que chocan sobre concreto ordinario, en función de la energía del fotón incidente. Las curvas fueron hechas para varios ángulos de reflexión suponiendo una incidencia normal y están basados en la información disponible tanto teórica como experimental, haciendo un particular énfasis en las siguientes referencias: (1) Chilton y Huddleston⁽⁵⁷⁾; (2) Chilton⁽⁵⁸⁾; (3) Chilton⁽⁵⁴⁾; y (4) Chilton y colaboradores⁽⁶⁰⁾.

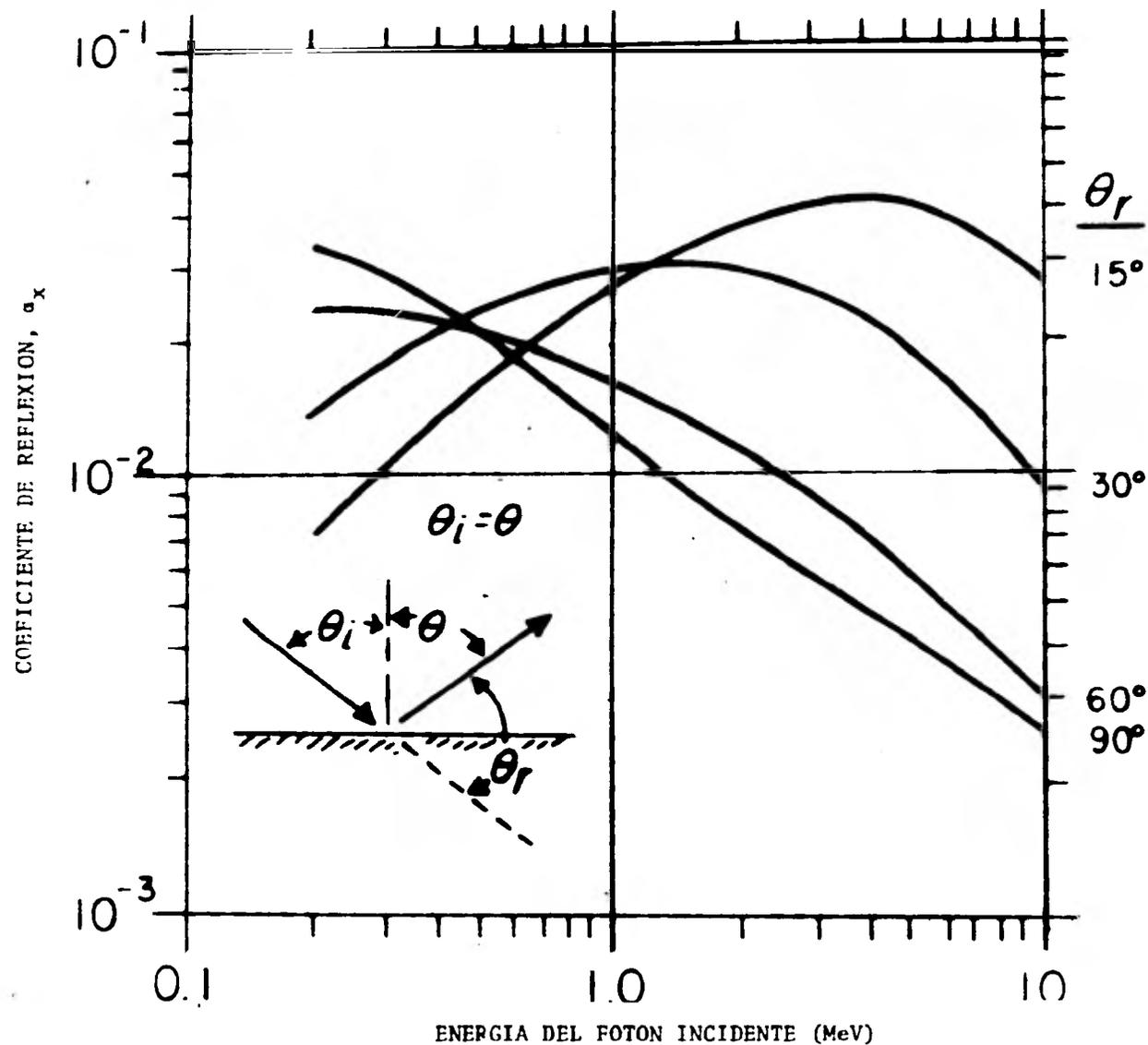


Fig. 30 Coeficientes de reflexión, α_x , de rayos X monoenergéticos que chocan sobre concreto ordinario, en función de la energía del fotón incidente. Las curvas fueron hechas para ángulos de reflexión iguales a los de incidencia; y están basadas en la información disponible, tanto teórica como experimental, haciendo un particular énfasis en las siguientes referencias: (1) Chilton y Huddleston⁽⁵⁷⁾; (2) Chilton⁽⁵⁸⁾; (3) Chilton⁽⁵⁹⁾; y (4) Chilton y colaboradores⁽⁶⁰⁾.

por electrones de energías entre 0.5 y 3 MeV, la reflexión ocurre predominantemente por el proceso de dispersión Compton (especialmente para materiales de baja Z), esto implica que la máxima energía de los rayos X reflejados no es mayor que la calculada de la relación para la dispersión Compton, ecuación 18;

$$h\nu' = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \phi + \frac{1}{\alpha}}$$

donde $h\nu'$ es la energía del fotón dispersado, ϕ es el ángulo entre la dirección de dispersión y la del fotón incidente, $m_0 c^2 = 0.51 \text{ MeV}$, $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}$ y $h\nu_0$ es la energía del fotón incidente.

En base a todo lo anterior, podemos calcular la razón de dosis en la zona localizada por atrás del acelerador pero fuera del laboratorio (ver figura 27), de la siguiente manera: primeramente supondremos que el ángulo de reflexión es 180° , ya que éste determina la máxima razón de dosis reflejada. En base a esto y por lo dicho anteriormente, de la figura 29 determinamos el valor del coeficiente de reflexión igual a 9×10^{-3} . Ahora bien, si el área "iluminada" por el haz de rayos X incidente es 21.96 m^2 , la distancia del blanco a la pared de concreto 2.78 m y \dot{D}_{I_0} es la máxima razón de dosis producida ($22396.5 \text{ rads m}^2 \text{ min}^{-1}$), de la ecuación 36 obtenemos que la razón de dosis absorbida de los rayos X reflejados a 180 grados es:

$$\dot{D}_{I,r_0} = 572.8 \text{ rads m}^2 \text{ min}^{-1}$$

Por otro lado, la razón de dosis producida por el blanco a 180 grados, se obtiene de la gráfica para 3 MeV de la figura 24 y es igual a $4800 \text{ rads m}^2 \text{ min}^{-1}$. Comparando las dosis anteriores se observa que la primera es aproximadamente el 12% de la segunda, por lo tanto, esta última determina los calculos del blindaje. Sin embargo, como nuestro propósito es el de proteger lo mejor posible al personal, consideraremos a la razón de dosis como la suma de las dos anteriores, de tal forma que:

$$\dot{D}_{I_0} = 5372.8 \text{ rads m}^2 \text{ min}^{-1}$$

Como la zona que se quiere proteger es un corredor, al cual se le considera como área no controlada, entonces, \dot{H}_m y T son iguales a 0.25 rem y 1/4 respectivamente, por otro lado, la distancia del blanco al punto de interés es 18.0 m. Con estas cantidades y la ecuación 33 encontramos que la fracción de transmisión es:

$$B_x = 1 \times 10^{-6}$$

Con este valor y la ecuación 34 calculamos el número de capas décimoreductoras, hecho esto, sustituimos n y los valores de T_1 y T_e en la ecuación 35, de tal forma que el espesor de la pared de concreto necesaria para blindar la parte posterior del acelerador es igual a:

$$S = 141.0 \text{ cm}$$

Protección contra "skyshine". - En el diseño del blindaje para aceleradores, instalados en edificios cercanos a otras construcciones, es necesario tomar en cuenta la cantidad de radiación X que escapa por el techo, ya que, existe una probabilidad significativa de sobrepasar los niveles de dosis límite en las áreas inmediatas al edificio del acelerador, debido a la radiación reflejada de la atmósfera, a esta se le llama "skyshine".

Una estimación de la razón de dosis absorbida de skyshine se obtiene de la siguiente ecuación (adaptada de la referencia 41):

$$\dot{D}_{Io,s} = \left[(2.5 \times 10^{-2}) \dot{D}_{Io} \Omega^{1.3} \right] / d_s^2 \quad (41)$$

donde:

$\dot{D}_{Io,s}$ es la razón de dosis absorbida de los rayos X reflejados en la atmósfera a una distancia d_s ($\text{rads m}^2 \text{min}^{-1}$);

Ω es el ángulo sólido (medido en steradians) subtendido por la fuente de rayos X y la pared del blindaje.

En la figura 31 se muestra un diagrama de los parámetros que intervienen en el cálculo de $\dot{D}_{Io,s}$.

La relación 41 proporciona una estimación conservadora para distancias entre 20 y 250 metros y energías de los fotones relativamente bajas e incrementa su seguridad para fotones de energía alta y distancias pequeñas.

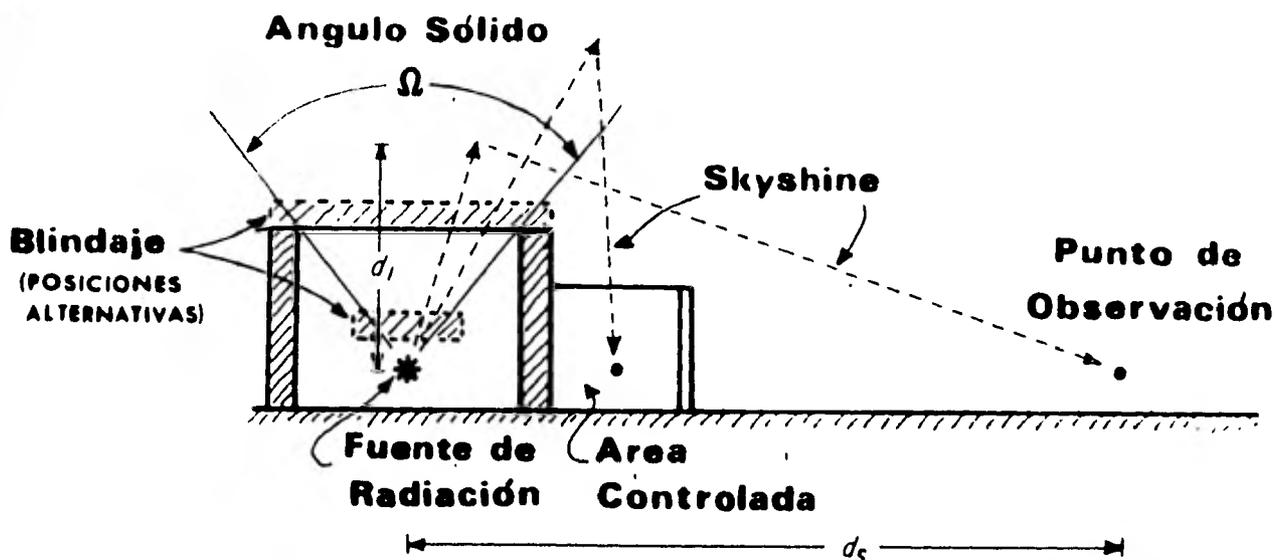


Fig. 31 Consideraciones geométricas para la reflexión de rayos X en la atmósfera (skyshine).

El espesor del techo se calcula por el método descrito, de tal forma, que la fracción de transmisión $B_{x,s}$ del "skyshine" se obtiene reemplazando \dot{D}_{Io} de la ecuación 33 por $\dot{D}_{Io,s}$, así:

$$B_{x,s} \leq (0.67 \times 10^{-3}) \frac{\dot{H}_m d_i^2 d_s^2}{\dot{D}_{Io,s} \Omega^{1.3}} \quad (42)$$

donde:

d_i es la distancia entre la fuente de rayos X y alrededor de 2 metros arriba del techo.

El blindaje obtenido puede colocarse a la altura del techo o directamente sobre la fuente de rayos X con una área lateral suficiente para cubrir el ángulo sólido, Ω .

A continuación describiremos como se calculó el espesor del techo, para proteger al personal que trabaja en los edificios cercanos al laboratorio del acelerador Dynamitrón.

Primeramente se obtuvo el ángulo sólido, de la siguiente manera; en las figuras 32 y 33 se observan los ángulos que forman las líneas que salen del centro del scan, a la parte superior de cada pared, y la perpendicular al scan. Estos valores se obtuvieron midiendo la distancia y altura a cada una de las paredes. Comparando cada uno de ellos se observa que el máximo ángulo, con el cual puede salir la radiación por el techo es 52.13 grados. Lo cual implica que el ángulo sólido generado por este es mayor que para cualquier otro. Ahora bien, por definición el ángulo sólido es igual a $\Omega = s/R^2$, donde s es el área de un casquete esférico de radio R interceptado por el ángulo sólido.

Por otro lado, sabemos que la diferencial es igual a $d\Omega = ds/R^2$ y ds en coordenadas esféricas es $ds = R^2 \sin \theta \, d\phi \, d\theta$ esto implica que:

$$\Omega = \iint \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (43)$$

donde los límites son de 0 a 2π para ϕ y de 0 a θ_f para θ (θ_f es el ángulo calculado anteriormente).

Haciendo la substitución de los límites y realizando la integral, obtenemos:

$$\Omega = 2\pi (1 - \cos \theta_f) \Rightarrow \Omega = 2.43 \text{ steradians}$$

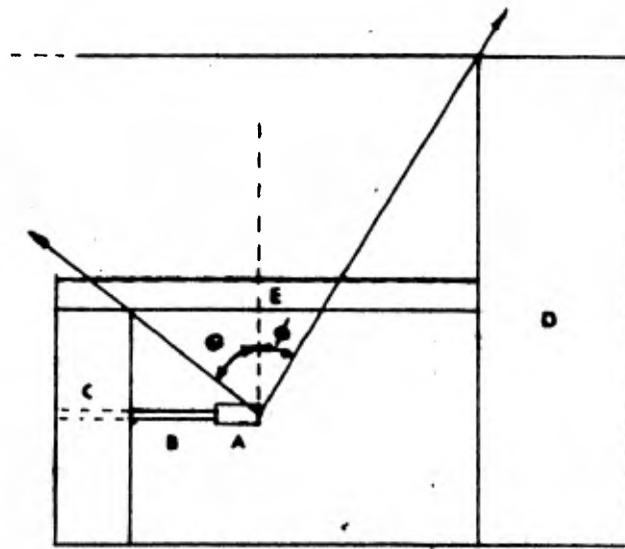


Fig. 32 Corte transversal del cuarto de irradiación, visto desde el lado derecho del scan. Aquí podemos observar: (A) el scan; (B) parte del tubo acelerador; (C) y (D) paredes de concreto de 1 y 2 m de ancho respectivamente; y (E) protección contra skyshine. Las flechas indican la dirección a la que escapan los rayos X por el techo. El valor correspondiente a cada ángulo es $\theta=52.13^\circ$ y $\phi=30.08^\circ$.

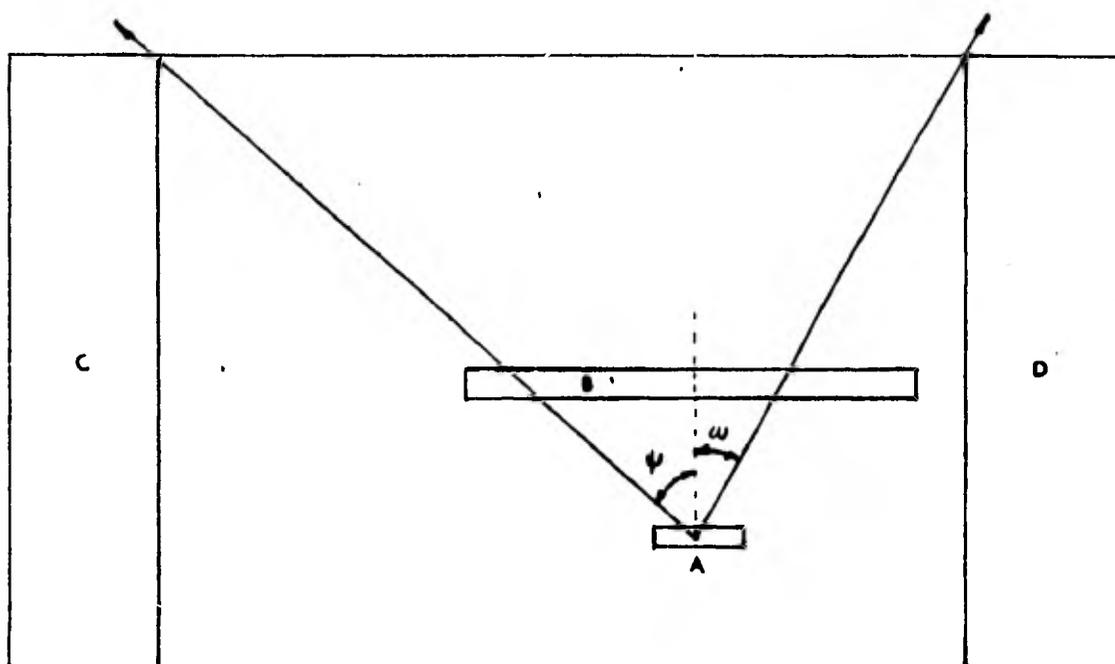


Fig.33. Corte transversal del cuarto de irradiación, visto en frente del scan. Donde (A) es el scan; (B) el techo que protege contra skyshine; (C) y (D) son paredes de concreto de dos metros de espesor. Las flechas determinan la dirección de salida de los rayos X, los ángulos ψ y ω son iguales a 47.1° y 27.94° respectivamente. Comparando estos con los de la figura 34 observamos que θ es el mayor y por lo tanto determina el ángulo sólido.

Por otro lado, para obtener \dot{D}_{I_0} debemos calcular el ángulo mínimo (θ_{\min}), con respecto a la dirección del haz de electrones, con el cual los rayos X salen por el techo, ya que, la razón de dosis absorbida está determinada por ese ángulo (ver figura 24) y decrece a medida que este aumenta.

En nuestro caso, θ_{\min} , se encontró comparando todos los posibles ángulos de salida, por la parte superior de la pared colocada frente al scan (ver figura 34), debido a que los correspondientes a las otras paredes son mayores y por lo tanto, la razón de dosis es menor. θ_{\min} es igual a 56 grados, buscando este valor en la gráfica de la figura 24 vemos que la máxima razón de dosis absorbida que escapa por el techo es igual a $\dot{D}_{I_0} = 6 \times 10^3 \text{ rads m}^2 \text{ min}^{-1}$.

En este momento vamos a separar los cálculos del blindaje para dos casos extremos, es decir, los cálculos subsecuentes se harán tanto para proteger un laboratorio, cercano, de Física Nuclear, colocado a un lado del laboratorio del acelerador ($d_s = 14.89 \text{ m}$), como para el cuarto de control situado a una distancia $d_s = 4.87 \text{ m}$.

Substituyendo los valores de Ω , \dot{D}_{I_0} y d_s , en la ecuación 41, obtenemos, la razón de dosis absorbida, debido al skyshine, tanto en el laboratorio de Física Nuclear ($\dot{D}_{I_0,sl}$), como en el cuarto de control ($\dot{D}_{I_0,sc}$), éstas son iguales a:

$$\dot{D}_{I_0,sl} = 2.15 \text{ rads m}^2 \text{ min}^{-1}$$

$$\dot{D}_{I_0,sc} = 20.06 \text{ rads m}^2 \text{ min}^{-1}$$

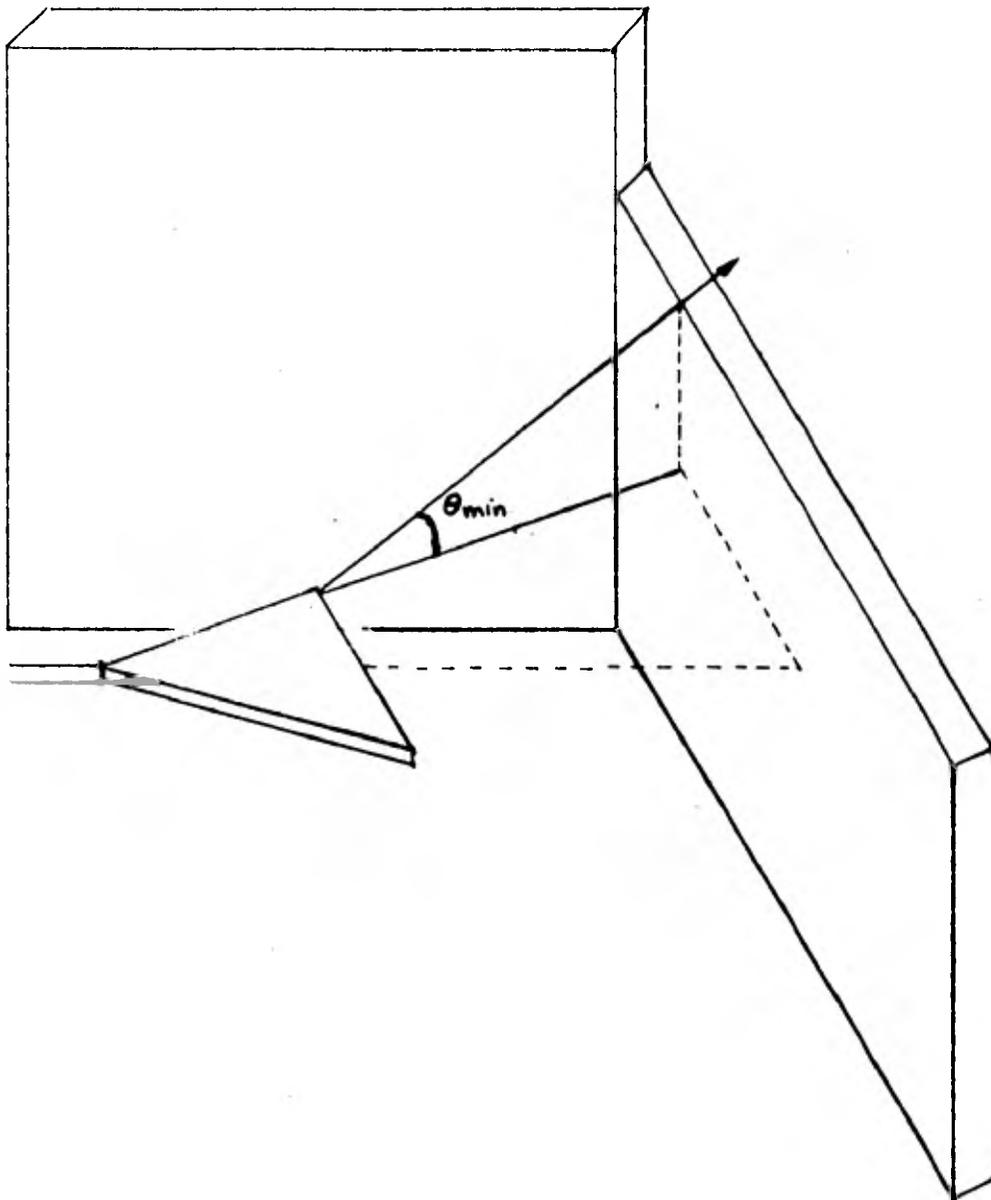


Fig. 34. Dibujo del cuarto de irradiación, en el cual se muestra el ángulo, θ_{min} , que determina la razón de dosis máxima de los rayos X que pueden salir por la parte superior de la pared y es igual a 56 grados.

Por otro lado, sabemos que $d_i = 8.6$ m, entonces, de la ecuación 42 encontramos la fracción de transmisión;

$$B_{x,s1} = 1.44 \times 10^{-4} \quad \text{y}$$

$$B_{x,sc} = 1.54 \times 10^{-4}$$

Con estos valores y las ecuaciones 34 y 35 modificadas obtenemos el espesor del techo necesario para proteger las zonas del Laboratorio de Física Nuclear y el cuarto de control:

$$S_1 = 91.4 \text{ cm} \quad \text{y} \quad S_c = 90.7 \text{ cm}$$

respectivamente. Ahora bien, como se observa el blindaje es mayor para el laboratorio, por lo tanto, por cuestiones de seguridad este será el espesor del techo. Los calculos se realizaron también para otras zonas, sin embargo, estas fueron las que resultaron con un espesor del techo mayor.

V.2. Calculos de producción de ozono.

Los electrones que emergen del acelerador Dynamitrón al interaccionar con el aire producen una gran variedad de compuestos químicos entre los cuales podemos mencionar: O_3 , NO , NO_2 , NO_3 , N_2O , N_2O_3 , N_2O_4 , N_2O_5 , HNO_2 y HNO_3 ⁽³⁵⁾. De todos estos gases, nos interesa principalmente el ozono (O_3) porque es el que se produce en mayor abundancia y además, es muy perjudicial para la salud del personal, así como para la maquinaria e instrumental del laboratorio, por su alto poder oxidante.

Para solucionar este problema, es necesario establecer las condiciones óptimas de ventilación en el cuarto de irradiación, en función a la máxima concentración permisible (MCP) de ozono en el aire.

Respecto a esta concentración se han revisado diversos estudios de los cuales se ha obtenido la siguiente información: La Enciclopedia Farmacéutica⁽²⁵⁾ apunta que: "El ozono es irritante y perjudicial a concentraciones superiores a 2 ppm".

En el apartado correspondiente a la toxicología del ozono en Dangerous Properties of Industrial Materials⁽²⁶⁾, se afirma que: "El ozono tiene una fuerte acción irritante en el sistema respiratorio. Concentraciones de 0.015 ppm (en aire) apenas producen olor, mientras que una concentración de 1 ppm produce un olor parecido al azufre y puede ocasionar dolor de cabeza e irritación del tracto respiratorio".

En Industrial Toxicology⁽²⁷⁾ se dice que la concentración máxima permisible es de 0.2 ppm.

La Enciclopedia Médico-Quirúrgica⁽²⁹⁾ indica que: "Una concentración de 50 ppm de ozono provoca sensación de pesadez y un aumento en la concentración produce edema crónico en el pulmón.

Ante esta diversidad de opiniones respecto a la concentración, se ha adoptado el criterio de la American Chemical Society⁽²⁸⁾ y del National Council on Radiation Protection and Measurements⁽³³⁾ que señalan como concentración máxima permisible de ozono en el aire, por jornada laboral de ocho horas, la con

centración de 0.1 ppm.

En estudios realizados por Kircher y mencionados por Fuente Figuera de Vargas I. ⁽²⁹⁾ sobre la producción de ozono irradiando oxígeno con una fuente de Co-60 se encuentran las siguientes conclusiones:

- a) Variando la razón de dosis entre 10^3 y 10^5 Gy/h se observa un máximo en el valor de la concentración de ozono para una razón de dosis de 10^3 Gy/h decreciendo hasta un valor que permanece constante para razones de dosis del orden de 10^5 Gy/h; la constancia en el valor de la concentración de ozono es debido al efecto inhibitor del NO_2 formado conjuntamente.
- b) La presión a la que está sometido el oxígeno tiene poca influencia en este fenómeno.
- c) La temperatura interviene notablemente en la formación de ozono, observándose que de 45 ppm obtenidas a -78°C , se pasa a 10 ppm a la temperatura ambiente.

Por otro lado, los estudios realizados por C. Willis y colaboradores ⁽³⁴⁾, acerca de la producción de ozono a partir de oxígeno proporcionan los datos que aparecen en la figura 35. Estos investigadores irradiaron oxígeno puro con electrones de un acelerador Febetron de haz pulsado. Cada valor corresponde a un pulso del Febetron. La máxima absorción de energía por el oxígeno se obtiene a una presión de 106.66×10^3 Pa y a una dosis por pulso de 1.6×10^4 Gy. Ellos encontraron que, la

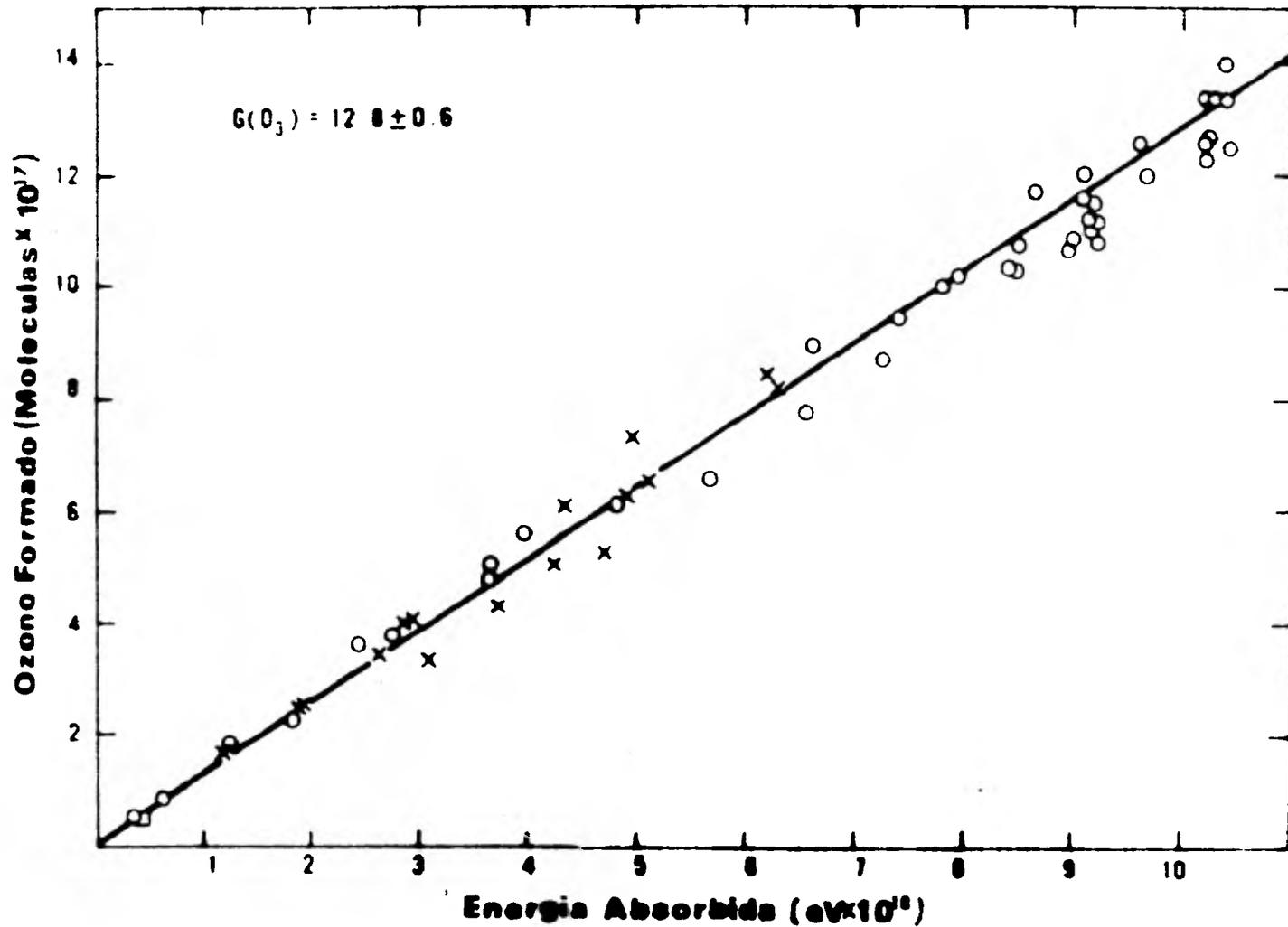


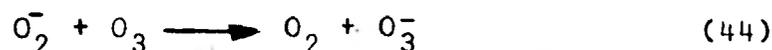
Fig.35. Ozono producido por un Febetron al irradiar oxígeno, con un pulso de razón de dosis: $0, 2 \times 10^{27} \text{ eV g}^{-1} \text{ s}^{-1}$, presión del oxígeno de 30 a 800 torr; \times , $0,8 \times 10^{27} \text{ eV g}^{-1} \text{ s}^{-1}$, presión del oxígeno de 200 a 800 torr; \square , $0,08 \times 10^{27} \text{ eV g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (este punto es el promedio de 10 valores determinados a 800 torr), de acuerdo al artículo de C. Willis y colaboradores⁽³⁴⁾.

producción de ozono es independiente de la presión entre 4×10^3 y 106.658×10^3 Pa y de la razón de dosis entre 5.76×10^{13} a 5.768×10^{14} Gy/h.

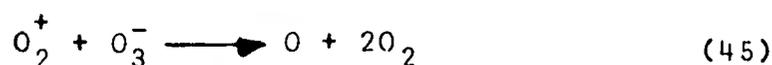
La línea recta en la figura 35 da $G(O_3) = 12.8 \pm 0.6$, donde $G(O_3)$ es el número de moléculas de ozono producidas por cada 100 eV de energía absorbida.

En la figura 36 se muestran los datos obtenidos por C. Willis para razones de dosis menores 57.68×10^2 Gy/h y una dosis absorbida de 5.0×10^2 a 3.0×10^3 Gy. La variación de la presión fue de 13332 a 101325 Pa, obteniéndose que $G(O_3) = 6.2 \pm 0.6$.

La diferencia en producción de ozono, entre altas y bajas razones de dosis puede explicarse en términos de las diferentes reacciones de neutralización. Estas últimas producen dos moléculas de ozono por par de iones a altas razones de dosis. Sin embargo, para razones de dosis bajas Willis y sus colaboradores⁽³⁴⁾ calcularon que la reacción:



tiene una probabilidad de producirse mayor a la de cualquier otra reacción. Debido a esto, la neutralización se lleva a cabo predominantemente a través de la reacción:



la cual no produce una contribución neta a la producción de

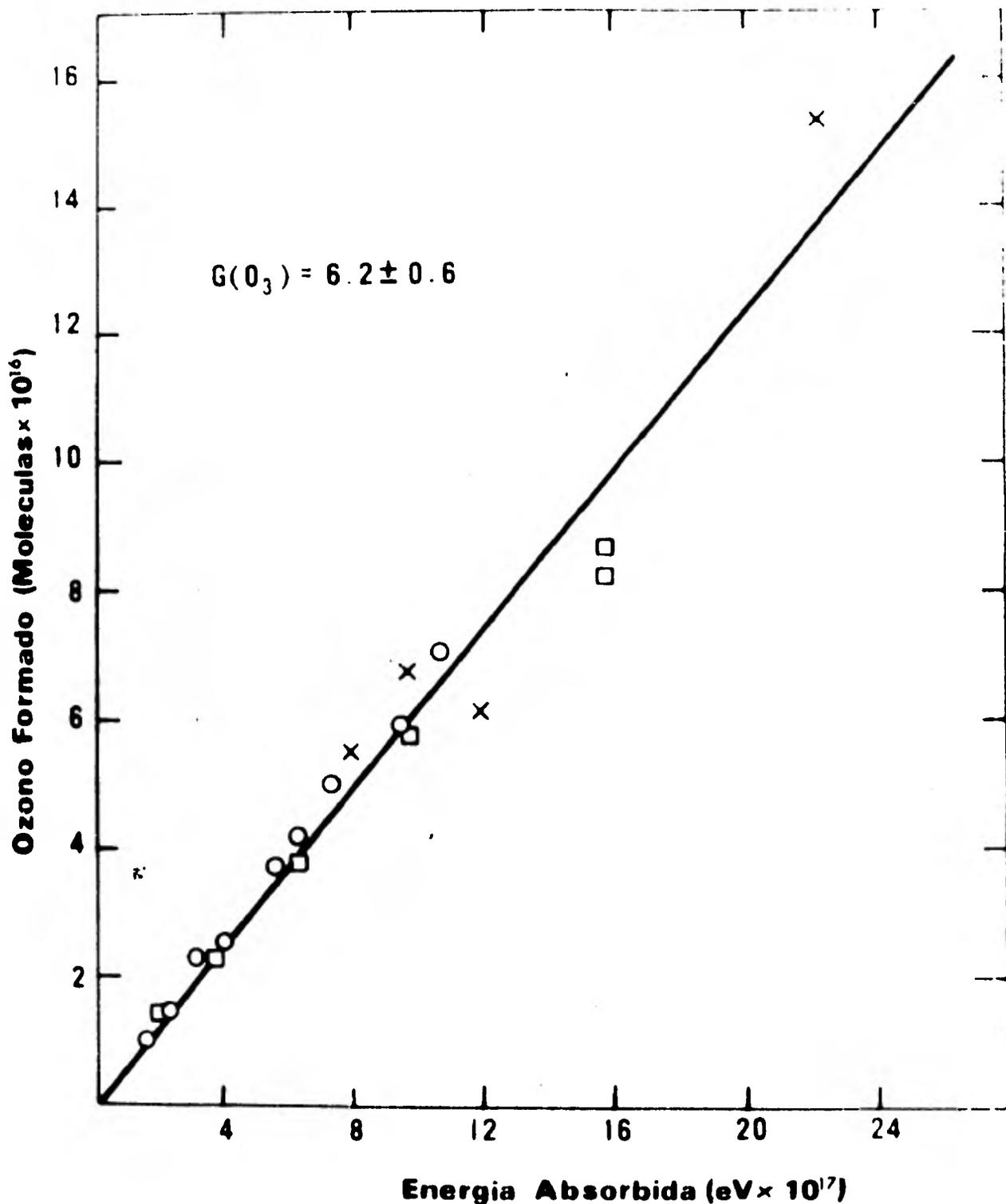


Fig. 36. Ozono producido al irradiar oxígeno a razón de dosis bajas; 0, resultados tomados de la referencia 47; □, resultados tomados de la referencia 48; X, resultados tomados de la referencia 34.

ozono. En base a esto la producción inicial (cuando la concentración de ozono es muy pequeña) a todas las razones de dosis debe ser $G(O_3) = 12.8$ y la dosis absorbida a la cual ocurre el cambio en la producción de 12.8 a 6.2 depende del tiempo de recombinación de los iones.

El objetivo del trabajo realizado por Willis y sus colaboradores⁽³⁴⁾ fue comprobar el valor G encontrado por Ghormley y colaboradores⁽³¹⁾, $G = 13.8 \pm 0.7$, ya que estos últimos proponen que su resultado es válido en un intervalo de razón de dosis de 3.461×10^{13} a 1.154×10^{15} Gy/h y probablemente para razones de dosis mayores.

No tan sólo se han determinado valores de $G(O_3)$ en oxígeno puro, sino también en aire irradiado con electrones (por ejemplo, el trabajo realizado por Willis y colaboradores⁽⁶²⁾). Se ha encontrado que estos últimos son menores a los correspondientes al oxígeno puro, debido a que, el ozono reacciona químicamente con los elementos constitutivos del aire.

En nuestro caso, por cuestiones de seguridad usaremos en los cálculos subsecuentes el valor de G propuesto por Ghormley, ya que, no difiere mucho del obtenido por Willis y representa la máxima producción de ozono, además, este valor es recomendado por Ari Brynjolfsson y Thomas G. Martín III⁽³⁰⁾ para ser utilizado en las ecuaciones obtenidas por estos y que posteriormente presentaremos.

Por otro lado el ICRP⁽³⁶⁾ reportó que electrones muy ener

géticos producen eficientemente gases nocivos (tanto ozono como gases radiactivos). Esta producción es alrededor de 10 veces más eficiente que la producida por bremsstrahlung, debido a que existe una pérdida considerable de energía cinética de los electrones, que no se convierte a energía de rayos X, cuando chocan en el blanco. Por ésto, supondremos que el ozono formado en el cuarto de irradiación del acelerador Dynamitrón se produce principalmente al interaccionar con el aire los electrones generados por el acelerador. Además, en nuestro caso los gases radiactivos no presentan peligro alguno, ya que, la energía necesaria para producirlos es grande (por ejemplo, $^{14}\text{N} (\gamma, n) ^{13}\text{N}$ y $^{16}\text{O} (\gamma, n) ^{15}\text{O}$ necesitan energías de 10.6 y 15.7 MeV respectivamente para producirlos⁽³⁰⁾).

George y colaboradores⁽³²⁾ encontraron que el ozono es inestable y a temperatura ambiente se combina para formar una variedad de compuestos, entre los cuales podemos mencionar: O_2 , NO_2 , N_2O_5 , HNO_3 y otros. Además, determinaron que la razón de descomposición del ozono, en ausencia de cualquier mecanismo de ventilación, es exponencial y está caracterizada por una vida media de 35 min.

Por otro lado, se ha reportado que la razón de descomposición es proporcional al cuadrado de la concentración de ozono, aunque, también ha sido reportada como proporcional a $(\text{O}_3)^{3/2}$ ⁽³⁷⁾, como puede observarse, ambos resultados están en desacuerdo con lo obtenido por George y colaboradores. Esto es consecuencia del hecho, de que, aún no se conoce bien el mecanismo de descompo-

sición del ozono.

Con estos datos y las relaciones obtenidas por A. Brynjolfsson y G. Martín III⁽³⁰⁾, calcularemos el tiempo de espera necesario para entrar al cuarto de irradiación (es decir, el tiempo requerido para alcanzar la máxima dosis permisible de ozono en el aire) después que el acelerador ha sido apagado.

Ari Brynjolfsson y Thomas G. Martín III⁽³⁰⁾, encontraron experimentalmente ecuaciones de la velocidad de producción y concentración de ozono en aire para aceleradores lineales de electrones (de energías menores a 50 MeV) en función del número de moléculas de ozono formado, el alcance de los electrones en el aire, la corriente producida por el acelerador, el volumen del cuarto de irradiación, la velocidad de extracción de aire en el cuarto de irradiación y el tiempo. Estos investigadores reportaron; que la velocidad de producción de ozono es igual a:

$$c_o = \frac{600 G.I.d}{V} \quad (46)$$

donde:

c_o = velocidad de producción de ozono (cm^3/s por m^3 de aire).

G = número de moléculas de ozono formadas por cada 100 eV de energía absorbida en el aire.

I = máxima corriente producida por el acelerador (A).

d = distancia recorrida por el haz de electrones en el

aire (m).

V = Volúmen del cuarto de irradiación (m^3).

Durante la irradiación, la cantidad de ozono formado en el cuarto de irradiación, está dada por⁽³⁰⁾:

$$C_o = \frac{c_o}{\frac{v_o}{V} + \frac{1}{\alpha}} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{v_o}{V} + \frac{1}{\alpha} \right) t \right] \right\} \quad (47)$$

donde:

C_o = concentración en cm^3 de ozono por m^3 de aire en el cuarto de irradiación.

v_o = velocidad de succión de aire durante la irradiación en el cuarto de irradiación (m^3/s).

$\frac{1}{\alpha}$ = constante de descomposición del ozono durante la irradiación (s^{-1})

t = tiempo de irradiación (s).

Una vez que el acelerador ha sido apagado, la concentración de ozono, en el cuarto de irradiación, no cumple con la ecuación 47, debido a que ya no se está generando ozono y además la constante de descomposición $1/\alpha_1$ difiere de $1/\alpha$. En este caso tenemos que⁽³⁰⁾:

$$C_1 = C_o \exp \left\{ - \left(\frac{v_1}{V} + \frac{1}{\alpha} \right) t_1 \right\} \quad (48)$$

donde:

C_1 = concentración de ozono después de apagado el acelera-

dor (cm^3/m^3).

V_1 = velocidad de extracción del aire, después de terminada la operación del acelerador (m^3/s).

$\frac{1}{\alpha_1}$ = constante de descomposición, del ozono después de apagado el acelerador (s^{-1}).

t_1 = tiempo transcurrido después de apagar el acelerador (s).

Aunque, las ecuaciones 46, 47 y 48 fueron determinadas para aceleradores lineales es razonable suponer que pueden ser utilizadas para cualquier tipo de acelerador, debido a que la producción de ozono es independiente del sistema utilizado para acelerar los electrones. Por lo tanto con estas calcularemos el tiempo (t_1) necesario para entrar al cuarto de irradiación una vez apagado el Dynamitrón.

En la figura 27 se muestra el laboratorio donde se encuentra instalado el acelerador Dynamitrón, aquí se puede observar el cuarto de irradiación de donde se extrae el ozono producido por el haz de electrones. Este cuarto tiene las siguientes dimensiones: $3.04 \times 3.1 \times 2.44 \text{ m}^3$. Los factores de la ecuación 32, en nuestro caso toman los valores siguientes: $I = 15 \times 10^{-3} \text{ A}$, $d = 2.76 \text{ m}$, $V = 23 \text{ m}^3$ y $G = 13.8$ (se tomó este valor de G por las razones expuestas).

Substituyendo estos datos en la ecuación 46, obtenemos que c_o del acelerador Dynamitrón, en el cuarto de irradiación es igual a:

$$c_o = 14.91 \text{ cm}^3/\text{s m}^3$$

Como puede observarse en la ecuación 47, la concentración de ozono varía como una exponencial negativa con respecto al tiempo de irradiación (t), esto hace que para tiempos muy grandes, C_o tienda a un cierto valor (C_{\max}), el cual representa la máxima concentración de ozono posible en el cuarto de irradiación.

$$C_{\max} = \frac{C_o}{\frac{v_o}{V} + \frac{1}{\alpha}} \quad (49)$$

Ahora bien, debido a que deseamos protegernos lo mejor posible contra los efectos del ozono, los calculos subsecuentes los realizaremos utilizando C_{\max} . Para esto es necesario calcular esta cantidad. En el caso del cuarto de irradiación del acelerador Dynamitrón, el cual cuenta con un sistema de ventilación que succiona $2 \text{ m}^3/\text{seg}$ de aire, el valor C_{\max} obtenido de la ecuación (49) es el siguiente:

$$C_{\max} = 170.77 \text{ cm}^3/\text{m}^3$$

El valor de α , utilizado en los calculos anteriores se obtiene de la consideración de que la concentración de ozono decae exponencialmente y su vida media es 35 minutos, ésto es:

$$\frac{1}{2} C = C \exp\left(-\frac{1}{\alpha} t_{1/2}\right) \quad (50)$$

despejando α y substituyendo valores se obtiene:

$$\alpha = t_{1/2}/\ln 2 = 3030 \text{ s} \quad (51)$$

Por otro lado, sabemos que C_1 debe ser igual a la concentración máxima permisible de ozono (0.1 ppm), y haciendo la suposición de que $\frac{1}{\alpha_1} \ll \frac{v_1}{V}$ podemos despejar t_1 de la ecuación 48 y obtener:

$$t = - \frac{\ln(C_1/C_{\max})}{v_1/V}$$

Por lo tanto, substituyendo valores encontramos que el tiempo necesario para poder entrar al cuarto de irradiación, después de apagado el Dynamitrón, es igual a:

$$t_1 = 1.43 \text{ min.}$$

C O N C L U S I O N E S

En base a los calculos del blindaje, se concluye que las paredes de concreto que circundan el laboratorio, nos garantizan una adecuada protección contra la radiación, no así, el techo. Por lo cual, se recomienda construir un techo, como el calculado de 91 cm, y agregar a la pared colocada atrás del scan 51 cm de concreto o su equivalente en plomo.

De los resultados obtenidos, en el apartado correspondiente a la producción de ozono, se concluye que, es necesaria una velocidad de extracción de aire igual a $2 \text{ m}^3/\text{s}$, para un volumen del cuarto de irradiación de 23 m^3 , y no entrar a éste, antes de transcurridos 1.43 minutos de haber apagado el acelerador.

Se recomienda no lanzar el aire extraído del cuarto de irradiación directamente a la atmósfera, porque existe el riesgo de producir zona, alrededor del laboratorio, con concentraciones de ozono superiores a las recomendables.

B I B L I O G R A F I A

1. Siegbahn K., Ed., "Alpha , Beta and Gamma Ray Spectroscopy", North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965.
2. Spinks J.W. and Woods R.J., "An Introduction to Radiation Chemistry", John Wiley and Sons, Inc., New York, 1976.
3. Chase G.D. and Rabinowitz J.L., "Principles of Radioisotope Methodology", Burgess Publishing Company, 1967.
4. Evans R.D., "The Atomic Nucleus", Mc Graw-Hill Book Company, 1972.
5. Cember H., "Introduction to Health Physics", Pergamon Press, 1969.
6. Varios Autores, "Experimental Nuclear Physics", Vol. I y II, editor E. Segre, John Wiley and Sons, New York, 1953.
7. Alba A.F., "Aceleradores de Partículas", Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico, Departamento de Asuntos Científicos, Secretaria General de la Organización de Estados Americanos, Washington, D.C., 1971.
8. Buechner W.W., Van de Graaff R.J., Burrill E.A. and Sperduto A., Phys. Rev., 79: 10 p.1348 (1948).
9. Soole B.W., Phys.Med.Biol., 21:3 p.369 (1976).

10. Bethe H.A., Handbuch der Physik, Julius Springer, Berlin, Vol. 24, p.273 (1933); Ann. Phys., 5, p.325 (1930); Z. Phys., 76, p. 293 (1932).
11. Katz L. and Penfold A.S., Revs. Mod. Phys., 24: p.28 (1952).
12. Heitler W., "Quantum Theory of Radiation", Oxford University Press, Londres, 1954.
13. Eddy E.C., Proc. Cambridge Phil. Soc., 75: p.50 (1929).
14. Varder R.W., Phil.Mag., 29: p.725 (1915).
15. Bethe H.A., Proc. Cambridge Phil. Soc., 30: p. 524 (1934).
16. Schiff I.L., Phys. Rev., 70: p. 87L (1946).
17. Cruz Reyna, Servando de la, "El Acelerador Dynamitrón y Algunos Aspectos de su Sistema Asociado", Tesis Profesional, U.N.A.M., 1967.
18. Radiation Dynamics Inc., "Dynamitrón III", Industrial Electron Accelerators.
19. Cleland M.R., "Invention Disclosure Improved Voltage Multiplication Apparatus", R.D.I., Technical Information Series, TIS 64-20.
20. Lorrain P., Rev. Sci. Instr. , 20: p.216 (1949).
21. Cleland M.R., "Recent Developments on the Dynamitrón Accelerator", R.D.I., Technical Information Series, TIS 69-2.

22. Cleland M.R., Thompson C.C. and Malone H.F., "The Prospects for Very High-Power Electron Accelerators for Processing Bulk Materials", Proceedings of the International Meeting on Radiation Processing, Held in Puerto Rico on May 9-13, 1976.
23. Miranda de la Peña M.D., "Desinfección de Maíz por Irradiación.- Bases para el Diseño de una Planta Piloto para Tratamiento a Granel con Electrones", Tesis Profesional, U.N.A.M., 1978.
24. Gibbons I.F., "Semiconductors Electronics", Mc Graw-Hill Book Company, 1966.
25. Enciclopedia Farmacéutica, Vol.I, Ed. Científico Médica, 1963.
26. Sax N., "Dangerous Properties of Industrial Materials", Reinhold Publishing Corporation, New York, 1957.
27. Fairhall L., "Industrial Toxicology", The Williams Wilkins Company, Baltimore, 1957.
28. The American Chemical Society, "Ozone Chemistry and Technology", Advances in Chemistry Series No. 21, Washington D.C., 1959.
29. Fuentes Figuera de Vargas I., "Cálculo de las Condiciones de Ventilación en el Proyecto de Unidades de Irradiación (IS-3110/I3)", Junta de Energía Nuclear, Madrid, España, 1969.

30. Brynjolfsson Ari and G. Martín III Thomas, *Inte. J. of Appl. Radiat. Isotopes*, 22: p.29 (1971).
31. Ghormley J.A., Hochanadel C.I. and Boyle J.W., ORNL-P-4089 (1968).
32. George A.C., Breslen A.J., Haskins J.W. and Ryan R.M., *Proc. of USAEC First Symp. on Accelerator Radiation Dosimetry and Experience at Brookhaven National Laboratory* (1965), CONF 651109 (TID-4500), p. 539, 1965.
33. National Council on Radiation Protection and Measurements, "Radiation Protection Design Guidelines for 0.1 - 100 MeV Particle Accelerator Facilities", NCRP Report No.51, Washington, 1977.
34. Willis C., Boyd W.A. and Young J.M., *Canadian Journal of Chemistry*, 48: No.10, AECL No.3574, p.1505 (1970).
35. Less L.N. and Swallow A.T., "Estimating the Hazard Due to Radiolytic Products from Air", *Nucleonics*, 22: 9, p.58 (1964).
36. "Report of ICRP Committee II on Permissible Dose for International Radiation (1959)", *Health Physics* 3 (1960).
37. Stokinger H.E., "Statement on Ozono Health Effects", Department of Health Education and Welfare, Letter to A.J. Brelin (may 17, 1965).
38. Moe J.H. et al, "Radiation Safety Technician Training Course", Argonne National Laboratory, Argonne Illinois, 1972.

39. Farrel P.J., "High-Power Bremsstrahlung Source for Radiation Sterilization", Radiation Dynamics, Inc. Melville, New York 11747.
40. Farrel P.O., "The Bremsstrahlung Radiation Fields of a Scanned Monoenergetic Electron Beam", Technical Meeting No. 96, ⁹/25, International Meeting Industries Feir, 8-14 Sept. 1966, Besle Switzerland.
41. Clarke E.T., "Photon Fields Near Earth-Air Interface" at Enginneering Compendium on Radiation Shielding, Vol.I, Ed. Jaeger R.C., Springer-Verlag, New York.
42. Schonland B.F.J., Proc. Roy. Soc. (London), A108: p.187 (1925).
43. Varder R.W., Phil. Mag. 29: p. 725 (1915).
44. Madgwick E., Proc. Cambridge Phil. Soc. 23: p.970 (1927).
45. Marshall S.I. and Ward G.A., Can. J. Research A15: p.39 (1937).
46. White R.G., "X-ray Attenuation Coefficients from 10 keV to 100 MeV", Natl. Bur. Standards (U.S.) Rept. 1003, 1952.
47. Johnson A.R.G. and Warman M.J., Discuss. Faraday Soc. 37: p.87 (1964).
48. Sears T.I. and Sutherland W.J., J. Phys. Chem. 72: p.1166 (1968).

49. Bly J.H. and Burrill E.A., "High-Energy Radiography in the 6 to 30 MeV Range", ASTM Spec. Tech. Pub. No.278:p.20 (1959).
50. Wyckoff J.M., Pruitt J.S. and Svensson G., "Dose vs. Angle and Depth Produced by 20 to 100 MeV Electrons Incident on Thick Targets", Proceedings of the International Congress on Protection Against Accelerator and Space Radiations, 2: p.773, Report No. Cern-71-16 (Cern, Geneva, Switzerland), 1971.
51. Miller W. and Kennedy R.J., Radiat. Res. 4: p.360 (1956)
52. Kirn F.S. and Kennedy R.J., Nucleonics 12: No.6, p.44 (1954).
53. Karzmark C.J. and Capone T., Br.J. Radiol. 41: p.33 (1968).
54. National Council on Radiation Protection and Measurements, "Medical X-Ray and Gamma-Ray Protection for Energies up to 10 MeV-Structural Shielding Design and Evaluation", NCRP Report No. 34, Washington, 1970a.
55. National Council on Radiation Protection and Measurements, "Structural Shielding Design and Evaluation for Medical Use of X Rays and Gamma Rays of Energies up to 10 MeV", NCRP Report No.49, Washington, (1976).
56. Maruyama T., Kumamoto Y., Kato Y. and Yamamoto M., Health Phys. 20: p.277 (1971).

57. Chilton A.B. and Huddleston C.M., Nucl. Sci. Eng. 17: p. 419 (1963).
58. Chilton A.B., "Backscatter for Gamma Rays from a Point Source Near a Concrete Plane Surface", Univ. Illinois Eng. Sta. Bull. No. 471 (University of Illinois, Urbana), 1964.
59. Chilton A.B., Nucl. Sci. Eng. 21: p. 194 (1965).
60. Chilton A.B., Davisson C.M. and Beach L.A., Trans. Am. Nucl. Soc. 8: No.2, p. 656,(1965).
61. "Radiological Health Handbook", Compiled and Edited by Bureau of Radiological Health, Maryland, 1970.
62. Willis C., Boyd W.A. and Young J.M., Canadian Journal of Chemistry, 48: No.10, AECL No. 3575, p.1515 (1970).

AGRADECIMIENTOS

- Deseo expresar mi más sincero agradecimiento al M. en C. Aníbal de la Piedad Beneitez, por haber dirigido esta Tesis, así como por el apoyo y consejos recibidos sin los cuales no hubiera sido posible realizar este trabajo.

- Quiero agradecer también al M. en C. Roberto M. Uribe R. y al Ing. Victor M. de León Q., la ayuda y orientación proporcionada en la elaboración de este trabajo, al igual que a la M. en C. Esbaide Adem Chahin por las facilidades prestadas.

- A los profesores: M. en C. Raúl Ortiz Magaña
M. en C. Juan Azorín Nieto
Ing. Marcos Masari Menzer

Por haber aceptado formar parte de la Comisión Dictaminadora.

- Al Sr. Jesús Lara Olvera, por el cuidado y dedicación con el que mecanografió este trabajo.

AGRADECIMIENTOS

- Deseo expresar mi más sincero agradecimiento al M. en C. Aníbal de la Piedad Beneitez, por haber dirigido esta Tesis, así como por el apoyo y consejos recibidos sin los cuales no hubiera sido posible realizar este trabajo.

- Quiero agradecer también al M. en C. Roberto M. Uribe R. y al Ing. Victor M. de León Q., la ayuda y orientación proporcionada en la elaboración de este trabajo, al igual que a la M. en C. Esbaide Adem Chahin por las facilidades prestadas.

- A los profesores: M. en C. Raúl Ortiz Magaña
M. en C. Juan Azorín Nieto
Ing. Marcos Masari Menzer

Por haber aceptado formar parte de la Comisión Dictaminadora.

- Al Sr. Jesús Lara Olvera, por el cuidado y dedicación con el que mecanografió este trabajo.

centración de 0.1 ppm.

En estudios realizados por Kircher y mencionados por Fuente Figuera de Vargas I. ⁽²⁹⁾ sobre la producción de ozono irradiando oxígeno con una fuente de Co-60 se encuentran las siguientes conclusiones:

- a) Variando la razón de dosis entre 10^3 y 10^5 Gy/h se observa un máximo en el valor de la concentración de ozono para una razón de dosis de 10^3 Gy/h decreciendo hasta un valor que permanece constante para razones de dosis del orden de 10^5 Gy/h; la constancia en el valor de la concentración de ozono es debido al efecto inhibitor del NO_2 formado conjuntamente.
- b) La presión a la que está sometido el oxígeno tiene poca influencia en este fenómeno.
- c) La temperatura interviene notablemente en la formación de ozono, observándose que de 45 ppm obtenidas a -78°C , se pasa a 10 ppm a la temperatura ambiente.

Por otro lado, los estudios realizados por C. Willis y colaboradores ⁽³⁴⁾, acerca de la producción de ozono a partir de oxígeno proporcionan los datos que aparecen en la figura 35. Estos investigadores irradiaron oxígeno puro con electrones de un acelerador Febetron de haz pulsado. Cada valor corresponde a un pulso del Febetron. La máxima absorción de energía por el oxígeno se obtiene a una presión de 106.66×10^3 Pa y a una dosis por pulso de 1.6×10^4 Gy. Ellos encontraron que, la