



21126

**Universidad Nacional Autónoma de México**

Facultad de Ciencias

**Desinfección de Aguas Negras o Lodos por  
Irradiación con Electrones de Alta Energía.**

**Tesis Profesional**

que para obtener el Título de

Físico

presenta:

**Leobardo Hernández Audelo**

México, D. F.

1988



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 está 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.

## INDICE

### INTRODUCCION

### CAPITULO I.- TIPOS DE RADIACION Y SUS CARACTERISTICAS PRINCIPALES

I.1.- Rayos Alfa

I.2.- Rayos Beta

I.3.- Rayos Gamma

### CAPITULO II.- INTERACCION DE LOS ELECTRONES CON LA MATERIA

II.1.- Rayos X

II.2.- Colisiones Inelásticas con un núcleo

II.3.- Colisiones inelásticas con electrones atómicos

II.4.- Colisiones elásticas con el núcleo y electrones  
atómicos

II.5.- Alcance de los electrones

### CAPITULO III.- DOSIMETRIA DE LA RADIACION

III.1.- Dosimetría y unidades dosimétricas

Dosis Absorbida

Tasa de Dosis Absorbida

Exposición

Tasa de Exposición

Poder de Frenado

III.2.- Dosímetros

III.3.- Diferentes tipos de dosímetros

Calorímetros

Dosímetros químicos

Dosímetro Fricke (Sulfato Ferroso)

Absorción óptica en plásticos

III.4.- Películas de tinte radiocrómico

## CAPITULO IV.- ACELERADOR DYNAMITRON

### IV.1.- Sistema generador y acelerador de electrones

Fuente de electrones

Tubo acelerador

Sistema barredor

### IV.2.- Sistema multiplicador de voltaje

### IV.3.- Oscilador de radiofrecuencia

### IV.4.- Consola de control

## CAPITULO V.- IRRADIACION DE AGUAS NEGRAS O LODOS

### V.1.- Introducción

V.2.- Descripción de las adaptaciones hechas al laboratorio del Acelerador Dynamitrón para construir -- una planta piloto de tratamiento de aguas negras o lodos

V.3.- Cálculo del flujo correspondiente a la máxima eficiencia de aprovechamiento del haz de radiación

V.4.- Diseño del dispositivo de irradiación

## CAPITULO VI.- RESULTADOS Y CONCLUSIONES

VI.1.- Resultados

VI.2.- Conclusiones

## APENDICE I

## BIBLIOGRAFIA

## INTRODUCCION

Por sus características tan especiales, las radiaciones encontraron aplicaciones inmediatas casi desde su descubrimiento.

Estas aplicaciones se extienden en la actualidad desde la investigación básica hasta procesos tan útiles y necesarios como radiografías, tomografías, radioterapia, etc. en medicina; conservación de alimentos; producción de energía eléctrica; tratamiento de aguas negras; radiografías industriales; etc.

Todos estos procesos en los que las radiaciones son de gran utilidad, están en constante desarrollo tanto para optimizar sus resultados como para reducir sus costos. Esto origina la necesidad de la investigación tanto básica como tecnológica para desarrollar procedimientos adecuados a cada necesidad y aplicación.

En el marco de la aplicación de las radiaciones en el tratamiento de aguas negras y lodos, ha sido evidente la necesidad de abandonar paulatinamente los métodos tradicionales de tratamiento y sustituirlos por nuevos métodos que permitan beneficios cada vez mayores y más confiables a costos competitivos. Uno de estos nuevos métodos es la utilización de la radiación ionizante.

El trabajo que nos ocupa se concibió con la idea de darle una aplicación al Acelerador Dynamitrón del Instituto de Física de la UNAM, a la vez de iniciar en México estudios cuantitativos en el diseño de plantas de tratamiento de aguas negras con radiación ionizante y en el de la dosis requerida según las necesidades de dicho tratamiento, aprovechando la experiencia que en esta rama tienen países como Alemania Federal y los Estados Unidos de Norte

américa.

Como resultado de este esfuerzo obtuvimos el diseño integral, en este trabajo, de una planta piloto de tratamiento de aguas negras y lodos con electrones de alta energía, que incluye mediciones de velocidad y espesor de la cortina de agua o lodo, del flujo necesario de acuerdo a la dosis requerida, altura de caída, carga hidrostática y otros parámetros inherentes al proceso.

El presente trabajo se divide en seis capítulos, el primero de los cuales es una breve introducción a la radiación ionizante, los principales tipos de radiación, sus fuentes y sus características básicas.

En el capítulo II se describen los principales procesos a través de los cuales los electrones interactúan con la materia y el alcance que éstos tienen en la misma.

El capítulo III trata, a grandes rasgos, de los parámetros utilizados para cuantificar la radiación ionizante, las unidades en las que ésta se mide, los distintos tipos de dosímetros y sus principales características.

El capítulo IV es una descripción muy general de los componentes, del funcionamiento y de las principales características del acelerador Dynamitrón.

En el capítulo V se describe, fundamentalmente, el trabajo realizado. Comienza con una pequeña introducción al tratamiento de aguas negras y lodos; describe y muestra cómo es el laboratorio del acelerador Dynamitrón y las adaptaciones que se le hicieron para construir la planta piloto de tratamiento de aguas negras y lodos; introduce la teoría necesaria para calcular los paráme---

tros que involucra el diseño del dispositivo de irradiación y registra el cálculo de estos parámetros; sigue paso a paso la utilización de dichos parámetros en el diseño; describe cómo se llegó al diseño final, cómo se construyó y cómo se hicieron las pruebas y mediciones; muestra los planos de la zona de irradiación y de los componentes del dispositivo diseñado con sus dimensiones a escala.

El último capítulo contiene las tablas de resultados y sus gráficas, obtenidos de las mediciones realizadas, así como también las conclusiones a que se llega.

CAPITULO I  
TIPOS DE RADIACION Y SUS CARACTERISTICAS  
PRINCIPALES

Con el descubrimiento de los rayos X, hecho por Wilhelm Konrad Roentgen en 1895, se abrió una nueva era en la historia de la física.

Cuando Becquerel descubrió la radiactividad, identificó como emanaciones constituidas por electrones algunas de las radiaciones emitidas por sustancias radiactivas.

Pero también quedaron al descubierto otras emisiones.

Los esposos Curie en Francia y Ernest Rutherford en Inglaterra, detectaron una emisión bastante menos penetrante que el flujo electrónico. Rutherford la llamó "rayos alfa" y denominó "rayos beta" a la emisión de electrones.

Entretanto el químico francés Paul Ulrich Villard descubría una tercera forma de emisión radiactiva, a la que dió el nombre de "rayos gama". Pronto se identificó como una radiación análoga a los rayos X, aunque de menor longitud de onda.

El nombre radiactividad fué introducido por Marie Curie para describir las manifestaciones externas de las transformaciones atómicas.

En general, las radiaciones son fenómenos físicos en donde la energía viaja a través del espacio sin la ayuda de un medio material.

El término radiación incluye todo tipo de energía, ya sea corpuscular o electromagnética.



Se conoce con el nombre de radiación ionizante a todo tipo de radiación capaz de ionizar, es decir, capaz de arrancar uno o más electrones de un átomo.

En las últimas décadas, la utilización de fuentes de radiación ionizante para aplicaciones industriales y científicas ha aumentado considerablemente.

Las fuentes de radiación se pueden dividir en dos grupos: aquellas que emplean isótopos radiactivos naturales o artificiales y las que utilizan algún tipo de acelerador de partículas.

El primer grupo incluye las fuentes clásicas de radiación: radio y radón, y también los isótopos radiactivos artificiales tales como: Cobalto 60, Cesio 137 y Estroncio 90.

Como miembros especiales de este grupo se considera a los reactores nucleares.

En el segundo grupo se enmarcan las fuentes más recientes y con mayor aplicación industrial, como son: tubos de rayos X, aceleradores de partículas tales como el Van de Graaff, el betatrón, el ciclotrón y otros aceleradores de alta energía.

Los tipos de radiación más importantes, junto con sus principales características, serán tratados a continuación.

I.1.- Rayos Alfa.- Las partículas alfa son núcleos de átomos de helio que han perdido ambos electrones y de aquí que tengan una doble carga positiva.

Son emitidas por núcleos radiactivos y tienen energías discretas, las cuales son características de los radiosótopos emisores.

Al pasar a través de la materia, las partículas alfa pierden -

energía principalmente por colisiones inelásticas con electrones que encuentran a su paso, produciendo excitación e ionización de los átomos y moléculas a los cuales estos electrones pertenecen. La gran diferencia de masa entre las partículas alfa y el electrón significa que éstas pierden solamente una pequeña fracción de su energía y que virtualmente sus trayectorias no se alteran como resultado de una colisión.

En consecuencia, las partículas alfa son gradualmente frenadas como resultado de un gran número de pequeñas pérdidas de energía y, puesto que cada una de las partículas alfa tienen la misma energía, tendrán aproximadamente el mismo alcance. La naturaleza aleatoria de las colisiones, dá lugar a pequeñas variaciones en el alcance de partículas individuales.

Lo anterior se muestra en la Fig.1, donde aparecen el número de partículas alfa en función del alcance.

Si todas las partículas tuieran exactamente la misma energía, - la curva caería verticalmente,  $N = 0$ , a la distancia igual al - alcance.

En la práctica ocurre alguna dispersión y el alcance medio,  $R_0$ , se encuentra del punto de inflexión de la curva.

La energía de las partículas alfa disminuye cuando la distancia recorrida aumenta. Esto se muestra en la Fig.1, donde la energía media de todas las partículas alfa está en función de la - distancia que ellas viajan.

Cuando las partículas alfa penetran en un espesor  $X$  dentro de - un material, el cual es menor que su alcance medio en el mismo,

éstas se frenan pero no se detienen. Puede aprovecharse este - hecho al obtener partículas alfa de baja energía. Por ejemplo, en la Fig.1, pasando a través de un material de espesor  $X$ , la - energía media de las partículas alfa bajaría a  $E_x$ .

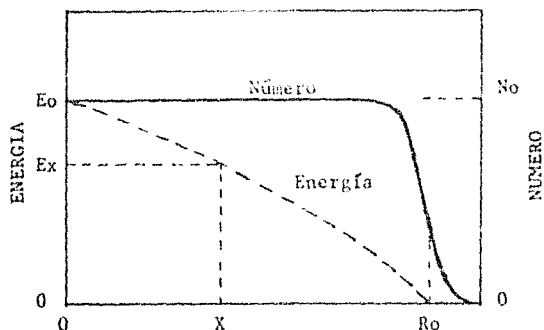


Fig.1.- Relación entre el alcance, la energía y el número de partículas alfa que atraviesan un material.

La razón de pérdida de energía es generalmente expresada en - términos de la transferencia lineal de energía, o LET, la cual se define como la razón lineal de pérdida de energía, localmente absorbida, por una partícula ionizante al atravesar un - medio material.

Las unidades en las cuales son expresados los valores de LET - son, usualmente, las de  $(\text{KeV}/\mu\text{m})$ .

De las radiaciones de isótopos radiactivos, las partículas alfa son las menos penetrantes, pero tienen los más altos valores - de LET.

1.2.- Rayos Beta.- La radiación beta está formada por positrones y - negatronnes, los cuales tienen carga  $+e$  y  $-e$  respectivamente y su masa es igual a la del electrón.

En contraste con las partículas alfa, las partículas beta de un elemento radiactivo no son todas emitidas con la misma energía, sino con energías que varían continuamente desde 0 hasta un valor máximo  $E_{\beta}$ , el cual es característico del elemento.

La diferencia entre las partículas beta y los electrones radica fundamentalmente en su origen: las partículas beta son emitidas directamente de un elemento radiactivo, con energías que varían de 0 a  $E_{\beta}$ , mientras que los electrones energéticos (electrones fuera de las órbitas del átomo) se producen y aceleran en aceleradores de partículas y se emiten con energías determinadas previamente.

I.3.- Rayos Gama.- Los rayos gama o fotones son radiación electromagnética de origen nuclear con longitudes onda en la región de  $3 \times 10^{-9}$  cm. a  $3 \times 10^{-11}$  cm.

Para nuestros propósitos, es más conveniente describir la radiación en términos de energía que de longitud de onda, ya que es la energía absorbida de la radiación la que básicamente nos interesa.

La relación entre longitud de onda y energía está dada por

$$E = hc/\lambda \quad (1)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $c$  es la velocidad de la luz y  $\lambda$  es la longitud de onda.

En términos de energía, el intervalo de longitudes de onda de  $3 \times 10^{-9}$  cm. a  $3 \times 10^{-11}$  cm. abarca, aproximadamente, de 40 Kev a 4 Mev.

Los rayos gama emitidos por isótopos radiactivos pueden ser monoenergéticos o tener un número pequeño de energías discretas -

como, por ejemplo, el Cobalto 60, el cual emite simultáneamente en cada desintegración, un fotón de 1.332 Mev y otro de 1.173 - Mev.

A diferencia de las partículas alfa y beta, las cuales pierden gradualmente su energía a través de un número de pequeñas transferencias, los rayos gama tienden a perder la mayor parte de la suya por medio de una sola interacción.

El resultado es que mientras las partículas alfa monoenergéticas y electrones son frenados lentamente por absorbedores delgados, en la misma situación, no todos los rayos gamma incidentes interactúan con estos absorbedores, razón por la cual una - parte de ellos son completamente absorbidos, pero los restantes son transmitidos con su energía inicial completa.

El efecto del material absorbedor es el de reducir el número de fotones transmitidos y así disminuir la intensidad de la radiación que pasa a través de él, donde con intensidad se identifica a la energía de la radiación.

El número N de fotones transmitidos a través de una lámina de - material absorbente, bajo condiciones de haz colimado, está dado por

$$N = N_1 e^{-\mu x} \quad (2)$$

donde  $N_1$  es el número de fotones incidentes, x es el grosor del absorbedor y  $\mu$  es el coeficiente de atenuación total del material.

La Fig.2 muestra gráficamente lo anterior.

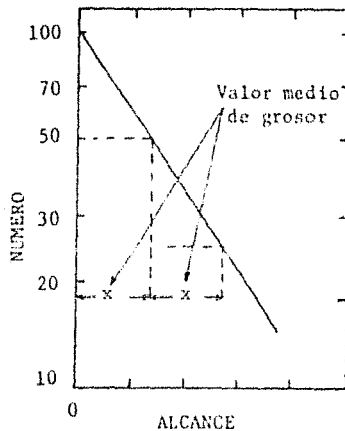


Fig. 2.-Curva del número de partículas en función del alcance para rayos gama.

Otro término frecuentemente utilizado es el llamado valor medio de grosor que es el grosor del absorbedor requerido para reducir la intensidad de la radiación gama a la mitad. De esta manera se relaciona el número de fotones transmitidos a través de un material dado con el grosor del material.

El valor medio de grosor puede calcularse de la ecuación (2) si el valor del coeficiente de absorción es conocido (el valor medio de grosor =  $0.693/\mu$ ), o puede leerse de una curva número contra alcance, (Fig. 2).

## INTERACCION DE LOS ELECTRONES CON LA MATERIA

A través del campo electromagnético debido a su carga, los electrones sufren tres tipos principales de interacción al atravesar un medio: colisiones inelásticas con un núcleo, colisiones inelásticas con electrones atómicos y colisiones elásticas con el núcleo y electrones atómicos.

La importancia de los procesos de interacción de los electrones con la materia varía fuertemente con la energía del electrón incidente y en menor grado con la naturaleza del material blanco.

II.1.-Rayos X.-Los rayos X se dividen en dos tipos principales: (1) el espectro de líneas ó característico, el cual consiste de radiación electromagnética emitida por un átomo cuando son ocupadas sus vacancias en las capas K,L,M,...; y (2) el espectro continuo ó bremsstrahlung (es decir, radiación de frenado) el cual se produce cuando electrones muy rápidos (el término rápido es utilizado para referirse a las partículas cuyas velocidades son mucho mayores que las velocidades de agitación térmica) son desacelerados bruscamente, como cuando pasan a través del campo eléctrico de un núcleo atómico.

La Fig.3 muestra un espectro típico de energía para rayos X. Los pequeños picos no se deben a la radiación bremsstrahlung sino que son rayos X característicos del material blanco.

La radiación característica es causada por electrones de las otras capas de los átomos del material blanco que caen hacia capas interiores a ocupar una vacancia.

La energía que el electrón gana de ésta manera, la cual es igual a la diferencia entre las energías de las capas inicial y final, es

emitida como un fotón de radiación X de energía característica del material o lleva a la expulsión de electrones Auger.

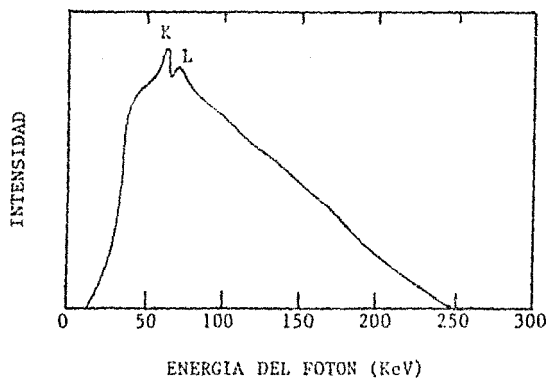


Fig.3.- Espectro típico de rayos X. (Distribución de energía producida por electrones de 250 KeV, incidiendo sobre un blanco de tungsteno; la radiación característica no se muestra a escala).



Las partículas rápidas cargadas que pasan cerca de un núcleo atómico, se desaceleran y, de acuerdo a la física clásica, radiarán energía electromagnética (bremsstrahlung) a razón de

$$-dE/dx \propto z^2 Z^2 / m^2 \quad (3)$$

donde  $z$  y  $Z$  son las cargas 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 y materiales de número atómico alto.

Para electrones, la emisión bremsstrahlung es insignificante por debajo de 100 KeV pero aumenta rápidamente conforme se incrementa la energía, llegando a ser la forma predominante de pérdida de energía para electrones con energías entre 10 MeV y 100 MeV.

Bethe, Ashkin y Heitler<sup>(4)</sup> han calculado expresiones para la pérdida de energía de electrones al desacelerarse en el campo del núcleo y de los electrones atómicos.

Para electrones incidentes de energía cinética  $E$ , donde  $0.511 \text{ MeV} \ll E \ll 70.009 Z^{-1/3} \text{ MeV}$ , el efecto de pantalla de los electrones atómicos sobre la carga nuclear puede desprejarse y la pérdida de energía por unidad de longitud de trayectoria está dada por

$$\frac{-(dE)}{(dx)_{\text{rad}}} = N(E + m_0 c^2) \frac{Z(Z+1)}{137} \left[ \frac{c^2}{m_0 c^2} \right]^2 \left( 4 \ln \frac{2(E + m_0 c^2)}{m_0 c^2} - \frac{4}{3} \right) \frac{\text{erg}}{\text{cm}} \quad (4)$$

donde  $N$  es el número de átomos por centímetro cúbico,  $e$  es la carga del electrón en unidades electrostáticas,  $m_0$  es la masa en reposo del electrón dada en gramos,  $c$  es la velocidad de la luz en cm/seg y  $Z$  es el número atómico del material.

Cuando  $E \gg 70.009 Z^{-1/3}$  MeV, el efecto de pantalla es considerable y la razón de pérdida de energía está dado por

$$-\frac{(dE)}{(dx)_{\text{rad}}} = N(E + m_0c^2) \frac{Z(Z + \xi)}{127} \left[ \frac{e^2}{m_0c^2} \right]^2 \left[ 4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{\xi} \right] \frac{\text{ergs}}{\text{cm}} \quad (5)$$

donde  $\xi$  es una función del número atómico y varía entre 1.1 y 1.4.

La radiación bremsstrahlung no produce cambios significativos en el material (por ejemplo, excitación o ionización) a menos que sea subsecuentemente absorbida por éste (7).

En general, la mayor parte de las pérdidas por radiación, de electrones, ocurren a relativamente grandes distancias del núcleo.

Como en el caso de la dispersión elástica, la mayor contribución proviene de una región mucho más alejada del núcleo que la dada por consideraciones clásicas.

En la teoría mecánico-cuántica, una onda plana, que representa al electrón, entra al campo nuclear, es dispersada y tiene una probabilidad pequeña pero finita de emitir un fotón. La sección eficaz de radiación es del orden de 1/137 la sección eficaz para dispersión elástica; sin embargo, en las pocas colisiones radiativas se libera una gran cantidad de energía.

De este modo, la teoría cuántica reemplaza la multitud de pequeñas pérdidas de energía clásicas por un número mucho más pequeño de pérdidas grandes, de modo que los promedios son casi iguales en ambas teorías.

$$\bar{\sigma}_{\text{rad}} \approx \frac{Z^2}{137} \left( \frac{e^2}{m_0c} \right)^2 \text{ cm}^2/\text{núcleo} \quad (6)$$

Los espectros de la radiación bremsstrahlung son diferentes en ambos modelos.

Para electrones de energía moderada (entre 100 KeV y 1 MeV), el fotón irradiado se lleva poco momento y se puede emitir en cualquier dirección<sup>(8)</sup>. El ángulo promedio entre la dirección del electrón incidente y el cuanto emitido es del orden de  $m_0c^2/E$ <sup>(33,34)</sup>. Los principales resultados cuantitativos de la teoría cuántica - de bremsstrahlung se pueden resumir como sigue: para núcleos de carga Ze, la sección eficaz diferencial  $d\sigma_{\text{rad}}$ , para la emisión de un fotón en el rango energético entre  $h\nu$  y  $d(h\nu)$ , por electrones incidentes de energía cinética T y energía total  $(T + m_0c^2)$ , es

$$d\sigma_{\text{rad}} = \sigma_0 B Z^2 \left( \frac{T + m_0c^2}{T} \right) \frac{d(h\nu)}{h\nu} \text{ cm}^2/\text{núcleo} \quad (7)$$

donde  $\sigma_0 = \frac{1}{137} \frac{e^2}{m_0c^2} = 0.58 \times 10^{-3}$  barn y B es una función de Z y T del orden de 10.

Si la partícula incidente no es un electrón, el mayor cambio resulta de la dependencia con la masa de  $\sigma_0$ .

Integrando la ecuación anterior respecto a  $(h\nu)$  se obtiene la - energía total perdida en bremsstrahlung por unidad de trayectoria

$$\frac{dE}{dx} = N(E + m_0c^2) \sigma_0 \bar{B} Z^2 \text{ ergs/cm.} \quad (8)$$

siendo  $\bar{B}$  el promedio de B sobre el dominio entre  $h\nu = 0$  y  $h\nu = E$ .

Los resultados anteriores se refieren exclusivamente al efecto bremsstrahlung producido en blancos tan delgados que un haz colimado de electrones monoenergéticos no sufriría pérdidas de energía por ionización, no sufriría deflexiones elásticas apreciables, ni irradiaría más de una vez.

Dentro de estas limitaciones, se ha encontrado empíricamente que:

el número de cuantos por intervalo de frecuencias varía como  $1/h\nu$  hasta el valor  $h\nu_{\max} = E$  en que el espectro acaba; a energías,  $E$ , bajas (alrededor de 100 KeV), la intensidad de la radiación es máxima a ángulos rectos y se desplaza hacia adelante a medida que aumenta la energía del electrón y la forma del espectro de radiación es independiente de  $Z$ .

La transición entre el caso ideal de un blanco delgado considerado hasta ahora y el caso práctico de blancos gruesos (en que los electrones pierden toda su energía) implica tales complicaciones en la teoría que, en la mayoría de los casos, se han debido introducir parámetros de ajuste que incluyen el efecto de las colisiones múltiples en el tratamiento.

Con blancos gruesos, el número de fotones en la región de altas energías (del orden de los MeV) aumenta a medida que el ángulo de emisión disminuye, en oposición a lo que ocurre con blancos delgados.

La energía total,  $I$ , emitida en forma de bremsstrahlung para blancos gruesos, se puede expresar como:

$$I = K Z E^2 \quad (9)$$

donde  $Z$  es el número atómico del material blanco,  $E$  es la energía cinética del electrón y  $K$  es una constante, igual a  $7 \times 10^{-4} \text{ MeV}^{-1}$  para electrones de hasta 2.5 Mev (8).

En la colisión radiativa el momento inicial del electrón incidente se reparte entre los momentos del electrón residual, del núcleo atómico y del fotón emitido.

Por consiguiente, el fotón puede tener cualquier momento y la correspondiente energía entre 0 y  $h\nu_{\max} = T$ .

El momento de  $h\nu/c$  de un fotón, es generalmente muy pequeño comparado con el momento de un electrón, teniendo la misma energía. Solo a energías relativistas estos momentos llegan a ser iguales. Para colisiones radiativas de electrones de energía moderada, el momento es sustancialmente conservado entre el núcleo y el electrón deflectado. El fotón lleva solo un momento muy pequeño y puede ser emitido en cualquier dirección.

A energías relativistas, no obstante, ambos, el fotón y el electrón residual, tienden a seguir en la misma dirección que el electrón incidente <sup>(8)</sup>.

La fracción de energía del electrón incidente que se convierte en bremsstrahlung, en un blanco grueso, para valores alrededor de 2.5 MeV, está dada por <sup>(8)</sup>

$$I/E \approx 0.0007 ZE \quad (10)$$

donde I y E son los mismos de la ecuación (9).

### I.3.- Colisiones inelásticas con electrones atómicos.

Cuando un electrón rápido atraviesa cualquier absorbedor, puede perder energía a través de interacciones coulombianas con los electrones atómicos.

Debido a la pequeña masa de los electrones atómicos, la transferencia de energía cinética en estas colisiones puede ser grande, con el resultado de que el electrón atómico es proyectado fuera de su átomo.

El electrón liberado y el átomo residual ionizado constituyen un ion par primario.

El número de iones pares producidos por una transferencia de energía cinética dada depende, de manera complicada, de la natu-

raleza y pureza del absorbedor.

En las colisiones fuertes, donde la energía transferida al electrón golpeado puede ser del orden de 1 KeV o más, este electrón cederá una gran cantidad de energía cinética a los electrones - que encuentra a su paso, produciendo ionización secundaria mientras alcanza el reposo.

Tal electrón rápido secundario, producto de la colisión de una partícula cargada, es conocido como rayo  $\delta$ .

Una fracción considerable, aproximadamente la mitad, de la energía perdida por partículas primarias, aparece como rayos  $\delta$ .

De este modo, la ionización total en el absorbedor, será la suma de la ionización primaria, producida por colisiones de la partícula primaria con electrones atómicos y la ionización secundaria, producida por rayos  $\delta$  (8).

Bethe (31,35) obtuvo una expresión para la pérdida de energía - de los electrones por ionización y excitación

$$\begin{aligned} \frac{-(dE)}{(dx)_{col}} &= \frac{2\pi Nc^4 Z}{m_0 v^2} \left\{ \ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 1 + \beta^2) \ln 2 \right. \\ &\quad \left. + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}})^2 \right\} \text{ ergs/cm} \quad (11) \end{aligned}$$

donde  $v$  es la velocidad del electrón en cm/seg,  $\beta = v/c$ ,  $I$  es el potencial medio de excitación de los átomos del material en ergs; los otros símbolos tienen el mismo significado que en la ecuación (4).

La energía perdida por unidad de trayectoria,  $-(dE/dx)_{col}$ , se conoce como pérdida específica de energía o poder de frenado.

Esta es una función de la velocidad del electrón y cambia con--

forme el electrón es frenado.

El potencial medio de excitación,  $I$ , considera los efectos de las energías de amarre del electrón sobre la energía perdida, y está dada por

$$I = kZ \quad (12)$$

donde  $k$  es una constante que puede determinarse experimentalmente para diferentes elementos y la cual toma valores entre 8 y 16. Para electrones de alta energía, la razón de pérdida de energía por radiación a pérdida de energía por colisión está dada, aproximadamente, por<sup>(7)</sup>

$$\frac{(dE/dx)_{\text{rad}}}{(dE/dx)_{\text{col}}} \approx \frac{EZ}{1600 m_0 c^2} \quad (13)$$

donde  $m_0$  es la masa en reposo del electrón,  $E$  es la energía del electrón en MeV,  $Z$  el número atómico del material blanco y  $c$  la velocidad de la luz.

Las pérdidas de energía por radiación y colisión son aproximadamente iguales para materiales de número atómico bajo (agua, aluminio) cuando los electrones incidentes tienen una energía de alrededor de 100 MeV y para materiales de número atómico alto (plomo, tungsteno) cuando dichos electrones tienen una energía de aproximadamente 10 MeV<sup>(7)</sup>.

La Fig.4 muestra cómo la pérdida de energía por ionización domina sobre el bremsstrahlung para bajas energías del electrón incidente.

Esta relación cambia drásticamente sobre una energía  $E_c$

$$E_c = \frac{700}{Z + 1.2} \quad (\text{MeV}) \quad (14)$$

$E_c = 100$  MeV para agua y  $E_c = 40$  MeV para Pb.

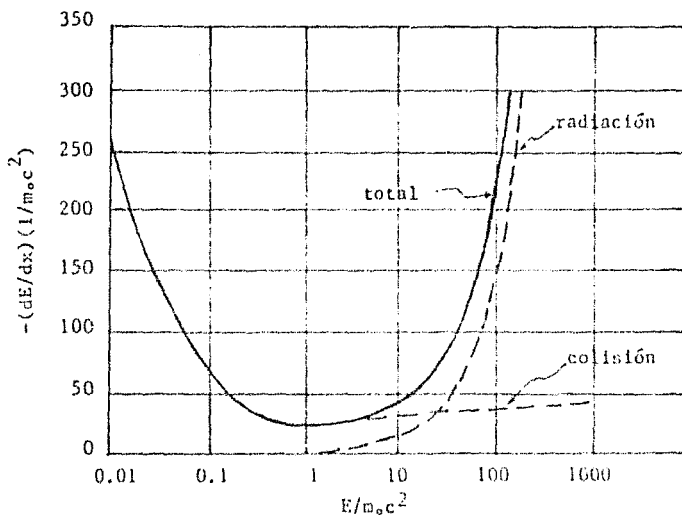


Fig.4.- Pérdida de energía por ionización y bremsstrahlung para electrones en Pb. La energía de los electrones está expresada en unidades de  $m_0c^2$ .

#### II.4.-Colisiones elásticas con el núcleo y electrones atómicos.

Una colisión elástica se define como una colisión entre dos cuerpos, en la cual se conservan tanto la energía cinética como el momento.

En una colisión elástica la energía cinética total es redistribuida entre los cuerpos que colisionan; un cuerpo gana energía a expensas del otro.

Las partículas cargadas pueden ser deflectadas por el campo coulombiano de un núcleo atómico.

Debido a su pequeña masa, los electrones sufren frecuentemente este tipo de dispersiones.

Para energías pequeñas del electrón y materiales con número atómico alto la dispersión es considerable y, el cambio en la dirección del movimiento del electrón se realiza sin conversión de -



energía cinética.

II.5.- Alcance de electrones.- Los efectos de dispersión múltiple evitan el cálculo exacto del alcance de los electrones. Tal cálculo se complica, además, por las fluctuaciones estadísticas o dispersión estadística de pérdidas de energía.

La dispersión estadística es mucho más pronunciada en el caso de electrones que para partículas pesadas.

Esto se debe a que las partículas pesadas pierden la mayor parte de su energía en colisiones ionizantes con electrones atómicos, donde la conservación del momento permite transferencias fraccionales de energía del orden de la razón de las masas ( $\sim m_e/M$ ).

Por consiguiente, cada colisión resulta en la transferencia de solamente una pequeña fracción de la energía de una partícula pesada.

Por otro lado, los electrones pueden perder más de la mitad de su energía en una colisión ionizante. Sumado a esto, los electrones pueden perder también, cualquier fracción de su energía en una colisión radiativa.

En contraste con los procesos de ionización, las pérdidas de energía por radiación ocurren en un pequeño número de colisiones, en cada una de las cuales se pierde una proporción relativamente grande de la energía cinética de los electrones.

El número de electrones que emergen, después de penetrar una capa de espesor dado en un material, 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.

La dispersión estadística observada será, de hecho, la debida a

la acción conjunta de las pérdidas ionizantes y radiativas.

Los valores para  $(dE/dx)_{ion}$  y  $(dE/dx)_{col}$  pueden servir solamente como guías en la estimación de alcances teóricos para electrones. En situaciones más prácticas debemos usar relaciones alcance-energía completamente empíricas.

La Fig.5 muestra una curva de transmisión para electrones inicialmente monoenergéticos. La porción final de dicha curva es un extremo largo debido a la dispersión estadística. La forma cualitativa de la curva depende del arreglo experimental.

Al principio la curva es usualmente cóncava hacia el origen si: - (1) la detección de electrones es por conteo, (2) se usan elementos de bajo Z como absorbedores y (3) el sistema colimador permite contar electrones que han sido deflectados hasta aproximadamente  $30^\circ$ .

Inversamente, la curva tiende a ser inicialmente convexa hacia el origen cuando: (1) la detección es por medio de cámara de ionización (2) se utilizan absorbedores de alto Z y (3) se emplea un colimador delgado.

A pesar de las variaciones en la curva de transmisión, el grosor del material requerido para reducir la ionización o conteo a cerca de cero es una cantidad observable.

Resultados reproducibles se obtienen extrapolando linealmente la porción media de la curva de transmisión hasta que corte el valor asignado a los efectos de fondo.

Este alcance extrapolado (algunas veces llamado "alcance práctico") está ilustrado en la Fig. 5

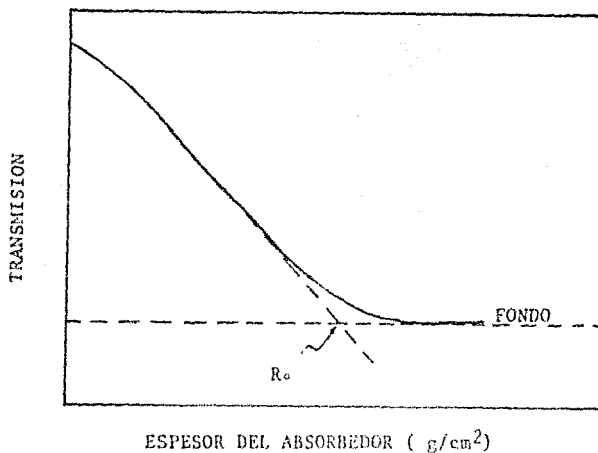


Fig.5.- Curva de transmisión de electrones inicialmente monoenergéticos en función del espesor del absorbedor. El rango extrapolado está indicado en la gráfica como  $R_0$ .

La Fig.6 muestra medias representativas de  $R_0$  en aluminio, para electrones de energía cinética  $E$ .

Nótese que en el dominio de baja energía  $R_0$  varía con  $E^2$ , mientras que en el dominio de alta energía,  $R_0$  es proporcional a  $E$ . Este comportamiento y la región de transición en energías intermedias, son una consecuencia de la dependencia de  $(dE/dx)_{ion}$  de  $1/\beta^2$  y por consiguiente de  $1/T(erg) = 1/E(MeV)$ , para  $E \leq 0.1$  MeV. Para energías pequeñas, la longitud media de trayectoria en un absorbedor está dada aproximadamente por

$$\bar{S} = \text{const.} \frac{E^2}{NZ} \quad (15)$$

y el alcance es aproximadamente proporcional a la longitud de la trayectoria.

De las muchas expresiones empíricas para  $R_0$  (en  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) como función de la energía  $E$  del haz de electrones, mencionaremos la de Katz y Penfold,

$$R_0 = 0.412 E^n \quad (16)$$

con  $n = 1.265 - 0.0954 \ln E$  para  $(0.01 < E < 3 \text{ MeV})$ .

$$R_0 = 0.530 E - 0.106 \quad (17)$$

para  $(2.5 < E < 20 \text{ MeV})$ .

La línea sólida en la Fig. 6 está basada sobre estas relaciones empíricas.

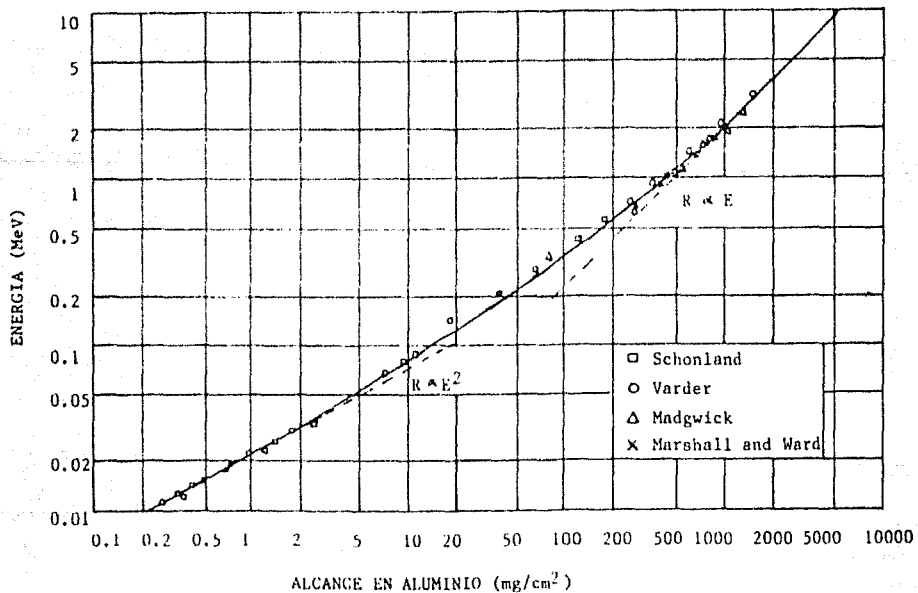


Fig.6.- Relación empírica alcance-energía para electrones absorbidos en aluminio. Los valores experimentales mostrados, se obtuvieron con electrones monoenergéticos y se deben a: Schonland, Varder, Madwick, Marshall y Ward. Para electrones monoenergéticos, la coordenada del alcance se refiere al alcance extrapolado  $R_0$  de la Fig. 5. La curva continua representa las relaciones empíricas (16) y (17) desarrolladas por Katz y Penfold.

CAPITULO III  
DOSIMETRIA DE LA RADIACION

III.1.- Dosimetría y unidades dosimétricas.- Los estudios cuantitativos en la radiación requieren un conocimiento de la cantidad de energía absorbida por el medio irradiado. La determinación de esta cantidad constituye lo que se conoce como dosimetría de la radiación.

Antes de describir las maneras en las cuales estas mediciones - pueden hacerse es necesario introducir un número de términos y - unidades peculiares a este campo.

Dosis Absorbida, de cualquier radiación ionizante, es la energía impartida a la materia por unidad de masa de material irradiado en el punto de interés.

La unidad de dosis absorbida en el SI de unidades es el Gray(Gy).

$$\begin{aligned} 1 \text{ Gy} &= 1 \text{ J/Kg} \\ &= 6.24 \times 10^{18} \text{ eV/Kg} \\ &= 6.24 \times 10^{18} \text{ eV}/\rho m^3 \end{aligned} \quad (18)$$

donde  $\rho$  ( $\text{Kg}/\text{m}^3$ ) es la densidad del material.

La unidad de dosis absorbida usada hasta la aceptación del SI y que aún se admite, es el rad

$$\begin{aligned} 1 \text{ rad} &= 100 \text{ erg/g} \\ &= 10^{-2} \text{ Gy} \end{aligned} \quad (19)$$

De manera más formal, la dosis absorbida, (D), también se define como el cociente entre  $d\bar{E}_D$  y  $dm$ , donde  $d\bar{E}_D$  es el valor medio de la energía impartida por la radiación ionizante a la masa  $dm$  de materia de un elemento de volumen

$$D = d\bar{E}_p/dm \quad (20)$$

siendo las unidades las antes descritas.

Tasa de Dosis Absorbida ( $\dot{D}$ ) es el incremento de la dosis absorbida por unidad de tiempo

$$\dot{D} = dD/dt \quad (\text{Gy/s}) \quad (21)$$

Exposición (X) es la magnitud física que caracteriza la ionización producida en el aire por la radiación electromagnética. Es el valor absoluto de la carga total de los iones de un mismo signo producidos cuando los electrones liberados por los fotones en la unidad de masa de aire se detienen completamente en ese medio.

$$X = dQ/dm \quad (22)$$

La unidad de exposición es el roentgen, (R), el cual es la exposición de radiación X o  $\gamma$  que al incidir sobre 0.001293 g de aire seco a 0°C y 760 mm de Hg, produce en éste, ionizaciones con una carga total de 1 ues de uno cualquiera de los dos signos. (0.001293 g es el peso de 1 cm<sup>3</sup> de aire seco a 0°C y 760 mm de Hg).

$$1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C/Kg de aire} \quad (23)$$

Tasa de Exposición es el incremento de la exposición por unidad de tiempo. Su unidad de uso más frecuente es el mR/h.

La energía par-ión, ( $\bar{W}$ ), gastada en un gas para formar un par de iones, es el cociente entre E y N, donde N es el número de pares iónicos formados cuando una partícula directamente ionizante, de energía cinética E, es totalmente detenida por el gas

$$\bar{W} = E/N \quad (24)$$

Poder de Frenado es la cantidad de energía perdida por unidad de longitud por una partícula en un material dado; esto es

$$S(E) = - dE/dx = WI \quad (25)$$

donde  $S(E)$  es una función de la energía cinética  $E$  de la partícula y es diferente para cada material.  $I$  es la ionización específica promedio, en términos del número de iones formados por unidad de longitud.  $W$  es la energía requerida para producir un par de iones.

Las unidades de  $S(E)$ , en el sistema MKS, son  $J/m$ .

III.2.- Dosímetros.- Un dosímetro es, en general, cualquier substancia o dispositivo que sirve para medir la dosis que recibe un material dado al ser irradiado.

Un buen dosímetro se espera que sea:

- a) Estable bajo condiciones ambientales normales, tales como: - exposición a la luz y al aire, antes y después de la radiación.
- b) Manuable (de poco peso y volumen), procedimientos sencillos en su uso y de fácil lectura.
- c) Sencillo de preparar a partir de reactivos y solventes normales, es decir, el dosímetro debe ser insensible a pequeñas cantidades de impurezas.

Las principales características que la respuesta de un dosímetro ideal debe cumplir son:

- a) Debe tener una sola respuesta a la radiación, es decir, que, solo cambie una sola propiedad medible al ser irradiado.
- b) Proporcional a la dosis de radiación en un amplio intervalo de dosis (el intervalo de interés en radiación química es de alrededor de  $10$  a  $10^8$  rads, aunque la mayoría de los dosímetros cubren solo una parte de éste).



- c) Independiente de la tasa de dosis (ésta puede variar desde - unos pocos rads por minuto hasta  $10^{10}$  rads por segundo).
- d) Independiente de la energía y de la transferencia lineal de energía, LET, de la radiación.
- e) Independiente de factores ambientales.
- f) Reproducible; en general, se acepta una precisión entre --  $\pm 2\%$  y  $\pm 5\%$ .
- g) Independiente de cambios secundarios en la composición del - dosímetro, como pueden ser pequeños cambios en la concentra- ción de los reactivos.

Las características anteriores son aplicables, fundamentalmente, a dosímetros químicos.

En la práctica ningún dosímetro satisface estos requerimientos, aunque algunos cumplen con la mayor parte de ellos.

III.3.- Diferentes tipos de dosímetros.- En general, los dosímetros pue- den dividirse en absolutos o primarios y secundarios.

Los dosímetros absolutos implican la determinación directa de la dosis absorbida por una sustancia expuesta a radiación a partir de sus propiedades conocidas como pueden ser: el incremento de - temperatura, el valor G de una reacción, la energía para formar un par-ión, etc. Como ejemplo de estos dosímetros se pueden men- cionar los calorímetros, las cámaras de ionización y el dosíme-- tro químico Fricke.

Los dosímetros absolutos no son, frecuentemente, apropiados para usarse de ordinario y, en la práctica, es más conveniente usar - dosímetros secundarios.

Los dosímetros secundarios son todos aquellos que al irradiarse -- cambian alguna de sus propiedades, de tal manera que al calibrarse con un dosímetro absoluto se puede determinar la dosis recibida -- por el material.

La cámara de ionización de dedal y los dosímetros químicos, con -- excepción del Fricke, son dos ejemplos de dosímetros secundarios.

Calorímetros.- Un calorímetro es un dispositivo construido con un material tal que toda la energía absorbida la convierte en calor.

Esencialmente, el calorímetro está constituido por:

- a) Celda calorimétrica o cuerpo térmicamente activo.- Es el cuerpo que absorbe la energía de la radiación transformándola en energía interna, lo que trae como consecuencia un incremento de la temperatura.
- b) Vecindad.- Es la región que rodea la celda calorimétrica, estando en contacto directo con ella y que tiene la cualidad de condicionar el intercambio de calor con la cubierta.
- c) Cubierta.- Es la parte que encierra tanto a la vecindad como a la celda, con la cual sólo puede intercambiar calor a través de la vecindad.
- d) Equipo de medición.- Es todo el equipo necesario para medir con precisión el cambio en la temperatura de la celda, cuando se somete a radiación.

Dosímetros químicos.- En dosimetría química, la dosis de radiación se determina a partir del cambio químico producido en un medio apropiado.

**Dosímetro Fricke (Sulfato Ferroso).**- La reacción involucrada en el dosímetro Fricke es la oxidación de una solución ácida de sulfato ferroso a una sal férrica, en la presencia de oxígeno y bajo la influencia de radiación. Sus resultados son fácilmente reproducibles y es posible medir la dosis en unidades absolutas - con una precisión del 1% al 2%.

La dosis absorbida en agua irradiada por electrones se puede determinar absolutamente con un dosímetro Fricke con una precisión del 4% aproximadamente. La mayor contribución (~4%) proviene - del conocimiento de  $G(x)$ , que es el número de moléculas o iones del tipo X liberados por 100 eV de energía absorbida.

El límite máximo de dosis posible de medir con un dosímetro Fricke es de 40,000 rads y el mínimo de 400 rads, aproximadamente. La principal desventaja del dosímetro Fricke es su intervalo limitado de dosis y una cierta dependencia de su eficiencia con el poder de frenado de la radiación<sup>(24)</sup>.

**Absorción óptica en plásticos.**- En 1951 se sugirió por primera vez, el uso de cambios ópticos en plásticos para dosimetría.

Los dosímetros de PMMA (polimetilmetacrilato) presentan un - pico de absorción de 2920 Å que aumenta linealmente con la dosis, en el intervalo entre  $10^5$  rads y  $2 \times 10^6$  rads y, luego más lentamente, hasta  $8 \times 10^6$  rads.

Los resultados se pueden reproducir con una desviación estandar del 2% y debido a su pequeño tamaño, tejido equivalente e independencia de la tasa de dosis, constituyen un método de gran utili--dad en el intervalo entre 0.1 Mrads y 1.0 Mrads.

El cloruro de polyvinyl (PVC) es un material claro y rígido que -

con un grosor de alrededor de 0.25 mm ha resultado de gran utilidad en el intervalo de dosis de los Mrads.

La coloración inducida por la radiación es de color verdoso y no se pierde si se le trata con un horneado de 80 °C por 30 minutos después de la irradiación <sup>(24)</sup>. La densidad óptica inducida no es función lineal de la dosis y requiere una curva de calibración.

III.4.- Películas de tinte radiocrómico (PTR).- Las películas de tinte radiocrómico constan de un precursor de tinte, disuelto en algún plástico. Existen diferentes tintes: la pararosanilina, el verde malaquita, la formilvioleta y el verde helvetia. Respecto a los plásticos, conviene escoger aquellos con características de absorción de radiación iguales a las de los materiales irradiados en los procesos de que se trate. Las películas así elaboradas pueden usarse como dosímetros secundarios. La propiedad dosimétrica que se mide directamente en estas películas es la densidad óptica, la cual presenta, generalmente, una relación lineal (dentro de cierto intervalo) con la dosis absorbida por la película.

Las diferentes formulaciones incluyen, además del precursor y el plástico, diferentes solventes, ácidos y plastificantes que mejoran las propiedades ópticas y mecánicas de la película.

Las películas de tinte radiocrómico resultan muy útiles para medir dosis absorbida y distribución de dosis en procesos industriales o de investigación en los que interviene la radiación, puesto que funcionan dentro de intervalos de dosis y de razón de dosis usuales en tales procesos; pueden usarse dentro de un

amplio intervalo de energía y las diferentes combinaciones posibles de plásticos tienen características de absorción de radiación (número atómico y densidad) iguales a las de muchos sistemas poliméricos usados en dichos procesos. Pueden aprovecharse también para conocer la penetración de la radiación a diferentes espesores del material irradiado.

Como resultado de la radiación, la estructura química molecular de la ligadura de la molécula del tinte se rompe, creándose en consecuencia un ión negativo y uno positivo, el cual, por rearrreglo de las ligaduras y de la carga, adquiere coloración. Es esta la causa del color que adquiere la película y del cambio en la densidad óptica de la misma.

Las películas de tinte radiocrómico son transparentes, incoloras y muy delgadas (del orden de decenas de micras). Estas películas se cortan en placas cuadradas de aproximadamente  $1 \text{ cm}^2$  de superficie; cada una de estas pequeñas placas es un dosímetro.

Las propiedades ópticas y mecánicas de las películas pueden variar dependiendo de:

- 1.- La formulación empleada en su fabricación.
- 2.- El método empleado en su fabricación (condiciones de secado, rapidez y evaporación del solvente).
- 3.- Condiciones ambientales durante la fabricación, irradiación y lectura.

En el Instituto de Física de la UNAM, la Fis. Ana Elena Buenfil Burgos fabrica las películas denominadas F-3 y F-4 para usarse dentro de intervalos de dosis de 0 - 60 KGy y 0 - 50 KGy respectivamente.

## CAPITULO IV

## ACELERADOR DYNAMITRON

El Instituto de Física de la UNAM cuenta con un acelerador de corriente directa de 2 MeV, llamado Dynamitrón, modelo PEA-3.0, fabricado por la Radiation Dynamics Inc.

Fué construido para acelerar iones positivos; no obstante, debido a cambios en los proyectos de investigación, fué adaptado y actualmente acelera electrones.

Las principales características del Dynamitrón, son las siguientes:

Energía máxima de aceleración: 2 MeV

Corriente máxima: 15 mA

En la Fig.7 se muestra un esquema del acelerador Dynamitrón, el cual consta de: un sistema generador y acelerador de electrones (1), un sistema multiplicador de voltaje (2) y un oscilador de radiofrecuencias (3).

A continuación describiremos cada uno de estos sistemas.

IV.1.- Sistema generador y acelerador de electrones.- La Fig.8 es un esquema del sistema generador y acelerador de electrones, el cual está formado principalmente por: una fuente de electrones (1), un tubo acelerador (2) y un sistema barredor del haz (3).

La función de este sistema es producir electrones y acelerarlos a lo largo del tubo acelerador, para posteriormente deflectarlos y formar una pantalla de electrones, llamada campo de radiación.

IV.1.(a).- Fuente de electrones.- la fuente de electrones, marcada con el número 1 en la Fig,8, consta de un filamento de tungsteno, el cual se encarga de producir los electrones por medio de termoemi-

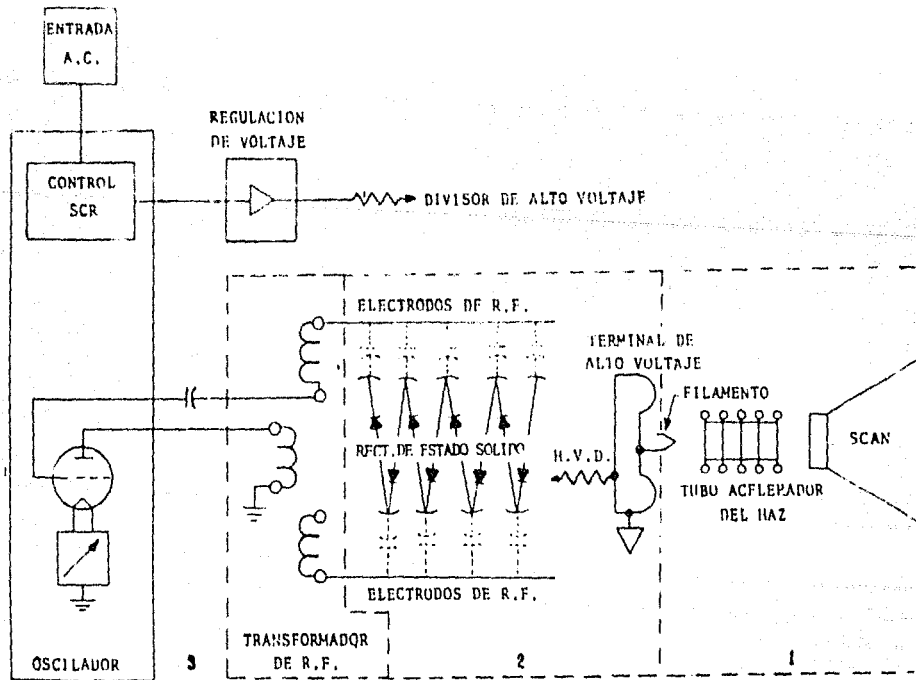


Fig.7.- Diagrama básico del acelerador Dynamitrón: (1) el sistema generador y acelerador de electrones; (2) el sistema multiplicador de voltaje; (3) el oscilador.

si3n. Este se encuentra conectado como el circuito de carga de un potenciómetro, lo cual permite obtener una mayor o menor cantidad de electrones.

La fuente se alimenta con una se1al 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.

La fuente produce una corriente en el intervalo de 0 a 15 mA.

IV.1(b).- Tubo acelerador.- Los electrones emitidos por el filamento son repelidos por una placa c3ncava, la cual los enfoca y les permite el paso al interior del tubo acelerador.

El tubo acelerador est1 formado por una serie de tubos de vidrio sodiado, en cuyo interior se encuentran otros tubos de metal llamados d1nodos, (n1mero 2 en la Fig.8), conectados a un grupo de resistencias, que van de la terminal de alto voltaje a tierra, las cuales act1an como un divisor de voltaje.

Este arreglo hace que cada d1nodo tenga un voltaje mayor que el anterior, hasta llegar al potencial de tierra, sintiendo as1 los electrones emitidos por la fuente, una aceleraci3n uniforme a lo largo del tubo acelerador.

La forma cil1ndrica de los d1nodos tiene, as1 mismo, propiedades de enfocamiento, obligando al haz a viajar por el eje com1n de 3stos.

Tanto el tubo acelerador como el sistema de barrido se encuentran conectados a un sistema de vac1o, el cual alcanza una presi3n final de hasta  $10^{-7}$  Torr. ( $10^{-5}$  Pa).

Esto evita la desaceleraci3n de los electrones debido a las co-



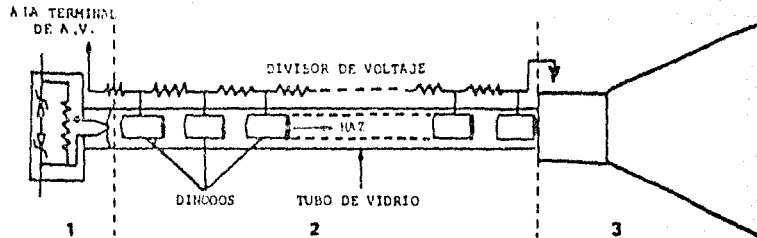


Fig.8.- Esquema del sistema generador y acelerador de electrones del acelerador Dynamitrón. Está formado por: una fuente de electrones (1), un tubo acelerador (2) y un sistema deflector del haz (3).

lisiones con las moléculas de aire.

IV.1(c).- Sistema barredor.- El haz de electrones, una vez acelerado, es barrido a bajas frecuencias por medio de electroimanes, para formar el campo de radiación. El interior del sistema se encuentra al vacío y termina en una ventana de titanio del orden de  $10^{-5}$  m. de espesor, a través de la cual los electrones pasan fácilmente del interior del barredor al exterior. La ventana de titanio se enfría mediante aire a presión que se hace pasar por la parte superior de ésta. La parte marcada con el número 3 en la Fig.8 muestra el sistema barredor del haz de electrones del acelerador Dynamitrón.

IV.2.- Sistema multiplicador de voltaje.- El sistema multiplicador de voltaje tiene la función de convertir y elevar el voltaje alterno, proveniente del oscilador de radiofrecuencia, en un voltaje directo hasta un valor límite de -2 MV. El circuito de este sistema está formado por 64 etapas, constituidas, cada una, por un diodo rectificador de estado sólido y un condensador ( $C_j$ ). La Fig.9 muestra un circuito equivalente, cuyo mecanismo de elevación de voltaje es como sigue: durante un semiciclo negativo de la onda de corriente alterna, el diodo  $D_1$  conduce y  $C_1$  se carga a un voltaje  $V$  con la polaridad señalada en la figura;  $C_2$  no se carga debido a que  $D_2$  no conduce. Al producirse el semiciclo positivo,  $D_1$  deja de conducir, siendo ahora  $D_2$  el que conduce; debido a --su polaridad,  $C_1$  se descarga a través de  $D_2$ , lo que ocasiona que  $C_2$  se cargue a un voltaje  $2V$ , puesto que  $C_1$  le suministra un voltaje  $V$  de corriente directa, más el voltaje de la fuente de co--rriente alterna. Esto se repite en cada una de las etapas del -

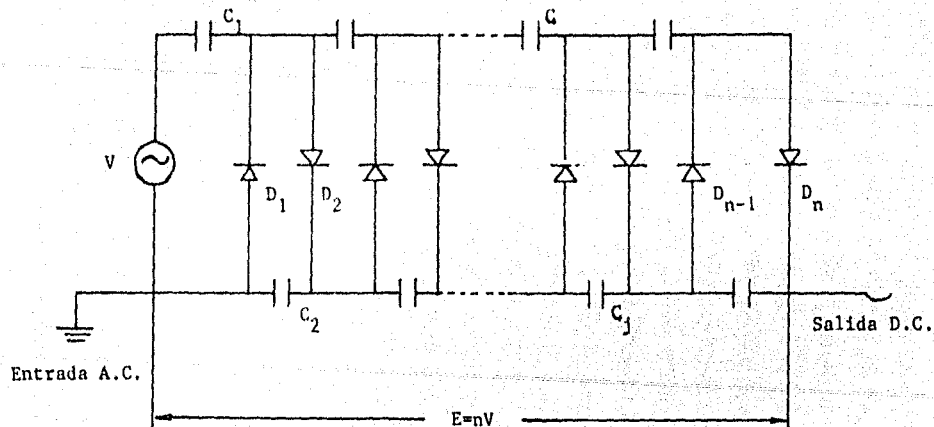


Fig. 9.- Diagrama simplificado del circuito multiplicador de voltaje.  $C_i$  y  $D_i$  representan los capacitores y rectificadores de estado sólido, respectivamente.

circuito, de tal forma que el último condensador estará cargado a un voltaje  $V_f = nV$ , donde  $n$  es el número total de etapas y  $V$  es el voltaje inicial.

Una de las desventajas de este circuito es su alta impedancia. Esto resulta problemático ya que, si queremos obtener corriente  $I$  del circuito, conectando, por ejemplo, una resistencia entre la terminal de alto voltaje y tierra (Este 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:

$$V_f = nV - \frac{I}{12fc} (n^3 + \frac{3n^2}{4} + n/2) \quad (26)$$

donde  $f$  es la frecuencia de la fuente que alimenta al 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. No obstante, estos últimos no se pueden elegir arbitrariamente puesto que de ellos depende la aplicabilidad del sistema. Para solucionar este problema, Lorrain propuso que  $f$  fuera muy alta, para poder reducir el valor de  $C$  y de esta manera obtener un circuito más compacto; ya que si  $C$  es grande, el espacio ocupado por el circuito es considerable, lo cual no es muy práctico. Es esta la razón por la que se utiliza un oscilador de radiofrecuencia como fuente de poder.

La Fig.10 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 de esta forma. Por estos electrodos entra la señal del oscilador de radiofrecuencia al circuito, a

través de las capacidades de acoplamiento  $C_1$ , las cuales se forman con la superficie de los electrodos "D" y los anillos de corona. Estos 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  $C_1$ , sino que también, cada par de protectores - subsiguientes, forman los condensadores  $C_j$  que se muestran en la Fig.9. Sirven, además, 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 de la Fig.10 aparece una inductancia resonante  $L_g$  que, estrictamente hablando, pertenece al oscilador; - 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. Debido a esto, la capacitancia resonante, que se muestra en la Fig. 10, está formada por los electrodos "D" y la superficie interior del tanque; de la misma manera, el filtro capacitativo 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  $689.48 \times 10^3$  Pa. Este gas es capaz de aislar, al máximo, el voltaje total producido por el generador de alto voltaje; además, -

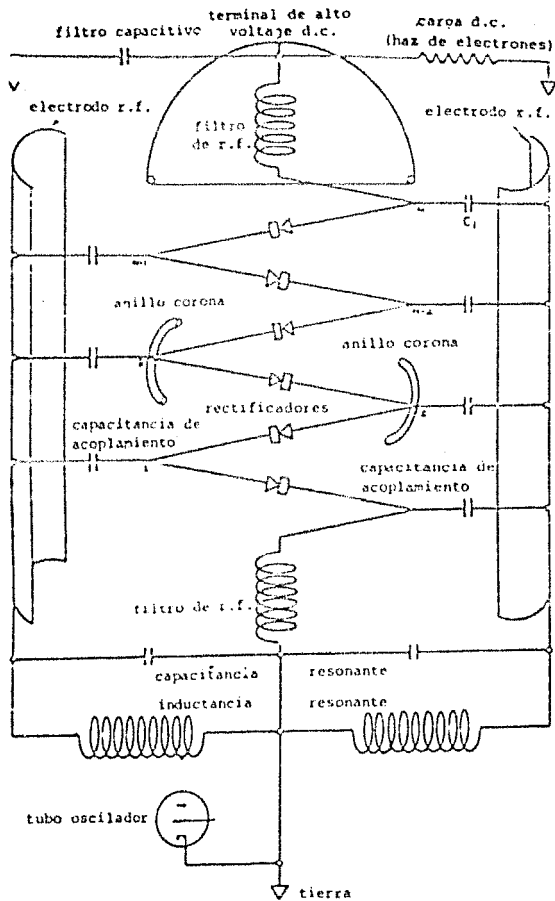


Fig.10.- Esquema representativo del sistema multiplicador de voltaje del acelerador Dynamitron.

es autoregenerativo hasta ciertos valores de ruptura, en caso de chispa 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 de 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 lo tanto, la energía almacenada es mínima, lo que permite a la máquina sobrevivir a -- chispas de ruptura ocasionales.

IV.3.- Oscilador de radiofrecuencia.- La Fig.11 muestra un diagrama de bloques del oscilador de radiofrecuencia el cual está constituido por una fuente de voltaje directo, marcada con el número 1 en la Fig.11, 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, marcado con el número 3 en la Fig.11, cuya función es 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 a 160 kV, conectado en -- "delta-Y".

La parte marcada con el número 2 en la Fig.11, representa un regulador de voltaje cuya función es alimentar el circuito oscilador con una señal menor o igual al voltaje de la fuente. Esto -

permite variar la señal de salida del oscilador y, en consecuencia, el potencial de aceleración.

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

El oscilador es del tipo Hartley modificado: está formado 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:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_g C_g}} \quad (27)$$

Por otro lado,  $L_g$  y  $C_g$  son la inductancia y la capacitancia resonantes respectivamente, que se muestran en la Fig.10.

La inductancia resonante  $L_g$ , cuyas terminales de alto voltaje están 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 equipo como el tubo acelerador del haz de electrones).

IV.4.- Consola de control.- La consola de control se encuentra en un -- módulo separado del acelerador por paredes de concreto que proporcionan la protección necesaria contra cualquier tipo de radiación o gases producidos en el laboratorio. Desde este lugar es posible controlar todos los dispositivos que operan ordinariamen



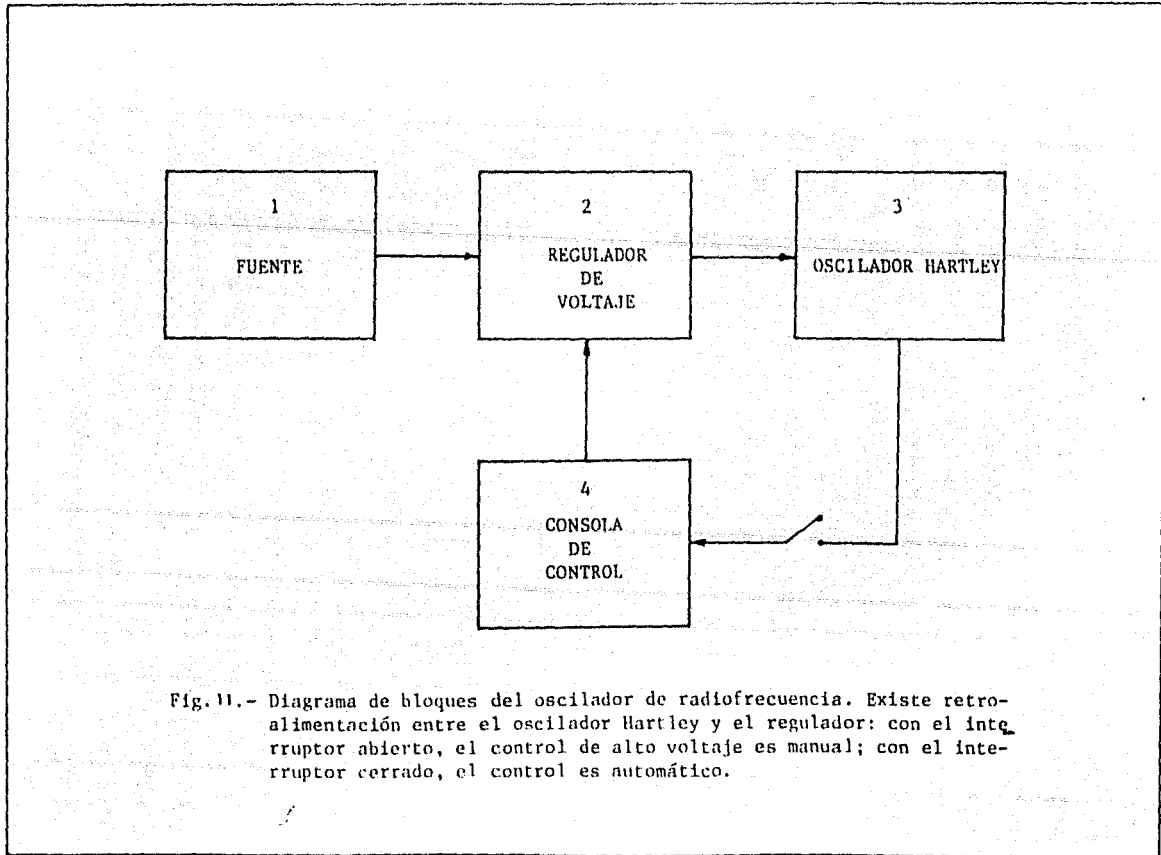


Fig. 11.- Diagrama de bloques del oscilador de radiofrecuencia. Existe retroalimentación entre el oscilador Hartley y el regulador: con el interruptor abierto, el control de alto voltaje es manual; con el interruptor cerrado, el control es automático.

te; 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 - se pueden 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 (aparte del hexafluoruro de azufre, en la parte posterior del tanque se encuentra un intercambiador de calor, formado por una serie de tubos por donde circula el 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

## CAPITULO V

## IRRADIACION DE AGUAS NEGRAS O LODOS

## V.1.- Introducción

Por su alto nivel de contaminación, el agua de desecho industrial y municipal de las ciudades constituye un problema prioritario ya que produce desequilibrios ecológicos serios en la naturaleza.

Para aliviar este problema se buscan y emplean sistemas de tratamiento de aguas negras para que éstas puedan reusarse en la conservación de la flora y la fauna, en la industria, en la agricultura, etc.

Los sistemas de tratamiento más usados y conocidos son: los tanques de oxidación y los de incineración del cieno, el uso de separadores de arena, los sistemas de lodos activados, el sistema de biodisco y el filtro rociador. Todos ellos complementados por sedimentaciones y el tratamiento químico.

Los procedimientos municipales convencionales para el tratamiento de aguas negras que se llevan a cabo en las plantas procesadoras más eficientes son:

Tratamiento primario-separador.- El agua procedente de varios lugares de la población es recibida en colectores que poseen rejillas las cuales sirven para separar el material flotante o sólidos fácilmente separables.

El agua pasa entonces al cárcamo de aguas crudas y de este al separador de arenas. Después se tratan, para quitarles los sólidos que se sedimentan, en tanques, cámaras o dispositivos especiales.

Tratamiento secundario-biológico. Esta etapa se caracteriza por

la oxidación de compuestos orgánicos de las aguas negras y por la reducción de la demanda biológica de oxígeno (BOD), que es la cantidad de oxígeno usado en el proceso respiratorio de los organismos en el tratamiento de aguas negras. También se caracteriza esta etapa por la reducción de la demanda química de oxígeno (COD), la cual involucra el concepto de que todos los compuestos orgánicos se pueden oxidar a dióxido de carbono y agua.

Tratamiento final-purificador.- El agua se desinfecta. La desinfección se efectúa con cloro.

Un sistema de desinfección más reciente es el del tratamiento con radiación ionizante que ya se ha experimentado con éxito en países como Alemania Federal en la planta de Geiselbulack con capacidad para tratar 150 m<sup>3</sup> diarios, utilizando desde 1973 <sup>60</sup>Co como fuente de radiación, lo mismo que la planta de Melo Park, California, U.S.A., que lo utiliza desde 1968. La planta Deer Island, Boston, U.S.A., utiliza, desde 1976, un acelerador de electrones y puede tratar 375 m<sup>3</sup> de agua por día.

El uso de la radiación como una opción tecnológica futura para la solución del problema de tratamiento de aguas residuales, depende de la facilidad para lograr la meta física, química o biológica deseada y todo esto a un costo competitivo con otras tecnologías.

El factor más importante al considerar radiación, es la clara identificación de los objetivos que el tratamiento con ella está designado a efectuar.

Existe la tendencia a considerar que la radiación puede efectuar todos o la mayor parte de los fines para los cuales se diseñan -

las plantas convencionales de aguas residuales. Tal suposición es falsa puesto que tales plantas y especialmente las nuevas, - utilizan un surtido de diferentes técnicas, cada una de las cuales cumple su función por separado. Solo la cuidadosa integración de estas técnicas produce un proceso aceptable.

Por ejemplo, la sedimentación primaria elimina los grandes materiales suspendidos, el tratamiento biológico reduce la BOD y la COD, los agentes absorbentes reducen los volúmenes de lodo y - aceleran su asentamiento y la cloración elimina gran parte de - los microorganismos.

No se puede esperar que la radiación realice todo esto. El uso de la radiación en las fases terciarias del tratamiento de aguas negras, ofrece un efecto bactericida, viricida, de modificación de largas moléculas orgánicas, la capacidad de precipitación - del amplio espectro de contaminantes conocidos y desconocidos y llegar a eliminar o reducir estos contaminantes con tal confiabilidad como para ser considerado como un proceso único comparado con otras técnicas de tratamiento.

Los efectos de desinfección y todos los otros efectos se completan en una pequeña fracción de segundo, mientras las aguas fluyen por la zona de irradiación.

Aparte del uso de rayos gamma o de electrones de alta energía, no existen otros procesos tecnológicos para tratar aguas negras en procesos terciarios que obtengan simultáneamente tantas re--ducciones de contaminantes con tan bajo costo efectivo, con gran aprovechamiento de energía y con tan alta confiabilidad <sup>(40)</sup>.

En 1971 apareció en la literatura un bosquejo general que consi

deraba que los efectos benéficos de la radiación ionizante sobre residuos podían agruparse en tres categorías: (16)

- a).- La reducción de contaminantes orgánicos, los cuales son responsables de la BOD y de la COD.
- b).- La desinfección de aguas residuales y lodos.
- c).- La modificación de lodos para aumentar las proporciones de filtración y sedimentación.

En 1975 se hizo una reevaluación de estos tópicos, juzgando esta vez que: las demandas para control ambiental eran cada vez mayores, la seguridad del cloro como agente desinfectante era ahora cuestionada y los costos de la energía química y térmica eran altos.

Si este desafío debía vencerse, era necesario utilizar métodos más avanzados de tratamiento de desperdicios, tales como procesos de radiación.

Las fuentes de radiación para tratamiento de aguas negras pueden ser, principalmente:  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  o aceleradores de electrones. Aunque utilizando  $^{60}\text{Co}$  y  $^{137}\text{Cs}$  se pueden lograr altas penetraciones que pueden llegar a ser de 50 a 60 cm de exposición homogénea, estas fuentes radiactivas son inestables por lo que deben reemplazarse o suplementarse para tener el nivel de radiación deseado (18).

A diferencia de los rayos gamma, los electrones tienen alcances más cortos variando según el medio que atraviesan, pero son más dirigibles y con energías bien definidas para cada voltaje.

El acelerador no necesita de la renovación de radioisótopos, necesaria en toda fuente de rayos gamma, sino solo de su manteni-

miento. El intervalo de tratamiento es controlado, el sistema - se puede prender o apagar a voluntad y no hay radiactividad en-- vuelta en el proceso.

Es esencial reconocer que en aquellas áreas donde la radiación - produce efectos positivos, la eficiencia de realización de éstos puede variar marcadamente.

En la selección de la alternativa de radiación, la determinación de la dosis requerida es de suma importancia, así como también - las características hidrodinámicas del chorro del material que - será irradiado. Chorros viscosos, con alto contenido de sólidos, actúan significativamente diferente a chorros altamente fluidos.

#### V.2.- Descripción de las adaptaciones hechas al laboratorio del acelerador Dynamitrón para construir una planta piloto de tratamiento de aguas negras o lodos.

La Fig.12 muestra un plano en vista aérea del laboratorio del ace-lerador Dynamitrón del Instituto de Física de la UNAM, con las -- adaptaciones realizadas para el funcionamiento de una planta pilo-to de tratamiento de aguas negras o lodos. En él se señalan las posiciones que ocupan: (1) el sistema acelerador del Dynamitrón, (2) el oscilador de radiofrecuencia, (3) el sistema de vacío del tubo acelerador, (4) el sistema barredor del haz de electrones, - (5) el ventilador refrigerador de la ventana de salida del haz, - (6) la zona de irradiación, (7) el depósito de agua, (8) la bomba de agua No.1, (9) la bomba de agua No.2, (10) el blindaje de concreto, (11) el cuarto de control, (12) la consola de control de - operación del Dynamitrón, (13) la puerta de acceso al laboratorio y (14) la escalera de acceso al sótano.

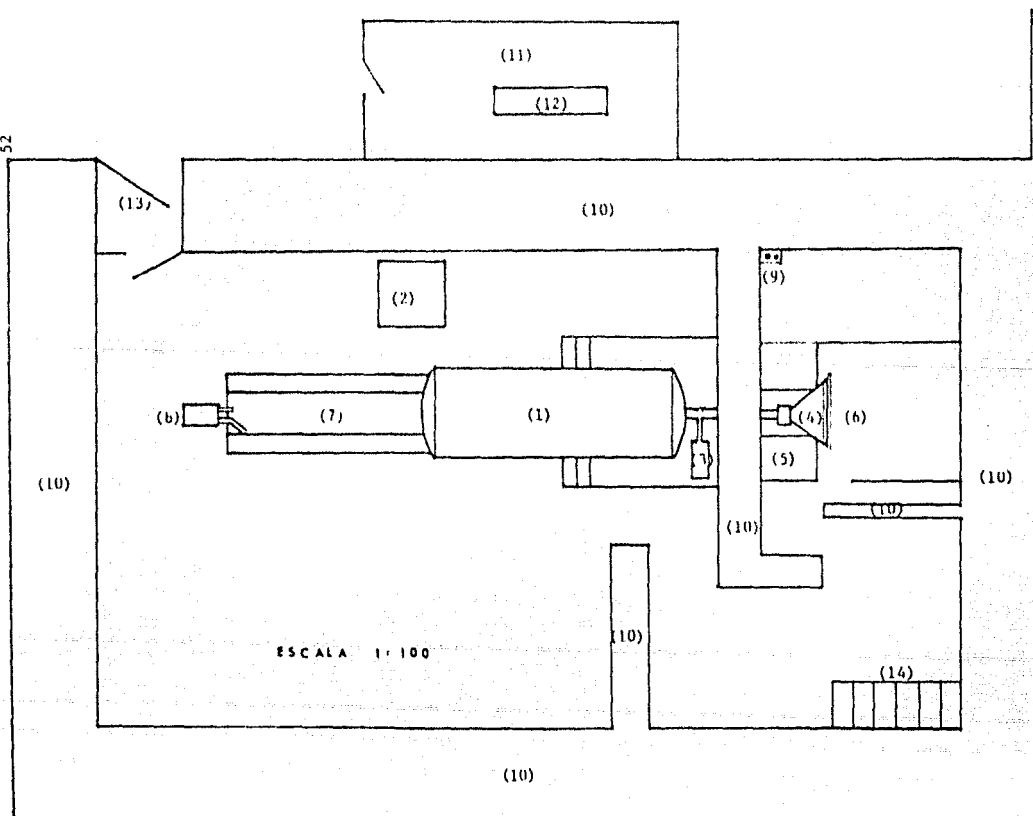


Fig.12.- Plano en vista aérea del laboratorio del acelerador Dynamitron del IFUNAM, donde se señalan: (1) el sistema acelerador del Dynamitron, (2) el oscilador de radiofrecuencia, (3) el sistema de vacío del tubo acelerador, (4) el sistema barredor del haz de electrones, (5) el ventilador refrigerador de la ventana de salida del haz, (6) la zona de irradiación, (7) el depósito de agua, (8) bomba de agua No.1, (9) bomba de agua No.2, (10) blindaje de concreto, (11) cuarto de control, (12) consola de control de operación del Dynamitron, (13) puerta de acceso al laboratorio y (14) escalera de acceso al sótano.



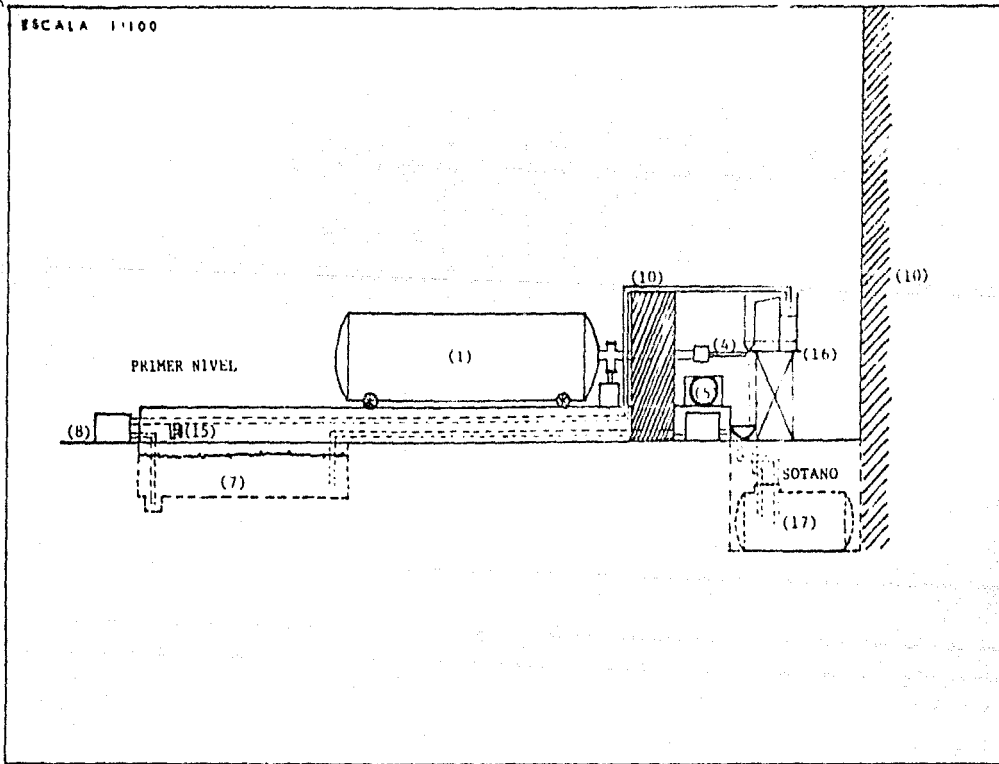


Fig.13.-Corte transversal del laboratorio del acelerador Dynamitron del IFUNAH, donde se muestran:(1)el sistema acelerador del Dynamitron,(2)el sistema de vacio del tubo acelerador,(3)el sistema barredor del haz de electrones,(4)el ventilador refrigerador de la ventana de salida del haz,(5)los tanques de almacenamiento de agua,(6)la bomba de agua No.1,(7)los blindajes,(15)la válvula de control de flujo y (16)el dispositivo de irradiación.

La Fig.13 muestra un corte transversal del laboratorio y se señalan en él: (1) el sistema acelerador del Dynamitrón, (3) el sistema de vacío del tubo acelerador, (4) el sistema barredor del haz de electrones, (5) el ventilador refrigerador de la ventana de salida del haz, (7) y (17) tanques de almacenamiento de agua, (8) la bomba de agua No.1, (10) los blindajes, (15) la válvula de control de flujo y (16) el dispositivo de irradiación.

A continuación describiremos las características de cada una de las adaptaciones que fueron hechas expresamente para el funcionamiento de la planta de tratamiento de aguas negras o lodos.

(7) Tanque de agua.- Este tanque rectangular, hecho de concreto, tiene una capacidad aproximada de  $5.0 \text{ m}^3$ . Su función es almacenar el agua que será irradiada y que se recolecta de una toma exterior.

(8) Bomba de agua No.1.- Esta es una bomba centrífuga horizontal de acoplamiento universal autocebante; marca Ocelco; modelo KFE-300-2; succión y descarga de 3" X 3"; impulsor semilabierto de 57/8" acoplada mediante copia flexible a motor a prueba de goteo de 10 H.P.; 2 polos trifásicos, 3450 RPM; gasto aproximado de  $60 \text{ m}^3/\text{hr}$ .

La función de esta bomba es la de bombear el agua del tanque (7), a través de tubo galvanizado de 3", hacerla pasar por el dispositivo de irradiación (16) y llevarla finalmente a los tinacos recolectores (17).

(9) Bomba de agua No.2.- Bomba centrífuga horizontal de acoplamiento universal; marca Ocelco; modelo KFE-202-2-2; succión de 2 X 2"; impulsor semilabierto de 4 3/4" acoplada mediante cople --

flexible a motor a prueba de goteo de 2 H.P.; 2 polos; trifásico; 3450 RPM; gasto aproximado de  $30 \text{ m}^3/\text{hr}$ .

La función de esta bomba es la de bombear el agua desde los tinacos recolectores (17), a través de un tubo galvanizado de 2" de diámetro. El objeto de esta bomba es el de poder rehusar el agua para hacer las pruebas de uniformidad de dosis en función de las velocidades de flujo. En una planta de tratamiento, esta bomba no sería necesaria.

(17) Tinacos recolectores.- Este es un sistema de cuatro tina--cos cilíndricos, comunicados entre sí, cada uno de ellos con una capacidad aproximada de  $1.25 \text{ m}^3$ . Este sistema tiene como función almacenar el agua una vez irradiada para posteriormente poderla reusar.

(16) Dispositivo de irradiación.- El dispositivo de irradiación, el cual constituye la parte medular de este trabajo, será descrito con detalle más adelante.

(15) Válvula de control de flujo.-- Esta es una llave de 3" de diámetro con desahogo al tanque de almacenamiento (7). Tiene -- como función controlar el flujo de agua que pasa a través del -- dispositivo de irradiación para poder seleccionar la dosis de -- tratamiento deseada.

### V.3.- Cálculo del flujo correspondiente a la máxima eficiencia de aprovechamiento del haz de radiación.

En la Fig.14 se muestran curvas de distribución dosis--penetración para hojas planas (cortina) de material homogéneo de carbono, - aluminio y cobre. Estas curvas fueron calculadas de las correspondientes funciones de disipación de energía dadas en la Ref.2,

utilizando los datos de poder de frenado y alcance de los electrones de la Ref.3.

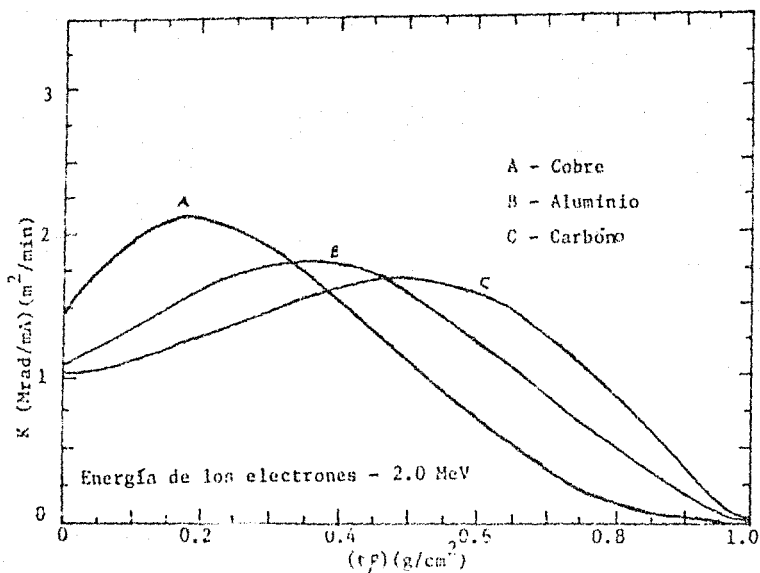


Fig.14.- Curvas de dosis contra penetración para hojas planas de cobre (A), aluminio (B) y carbono (C) irradiados con electrones de 2.0 MeV.

Las curvas mencionadas ilustran algunos aspectos importantes del tratamiento con electrones: la máxima dosis ocurre dentro del cuerpo del material y no en la superficie incidente, la localización de la dosis máxima es más cercana a la superficie en -- sustancias con pesos atómicos altos, el valor de la dosis máxi ma sube y la dosis superficial también aumenta (para una fluencia dada de electrones) al incrementarse el peso atómico. Este comportamiento se debe a las colisiones elásticas con núcleos atómicos <sup>(6)</sup>, las cuales tienden a dispersar los electrones incidentes en todas direcciones.

En contraste con las grandes variaciones en las distribuciones - de dosis para materiales pesados, las diferencias entre las curvas para varios compuestos orgánicos son relativamente menores. Esto es bueno debido a las muchas aplicaciones de radiación con haz de electrones en tratamientos de plásticos comerciales. En tales materiales, el contenido de hidrógeno influye en la forma de la distribución dosis-penetración.

Lo anterior se ilustra comparando las curvas para carbono, poliestireno y polietileno mostradas en la Fig.15, las cuales fueron calculadas de la función de disipación de energía para el carbono, siguiendo procedimientos a escala para fuentes radiactivas en medios orgánicos, los cuales son discutidos en las Ref.

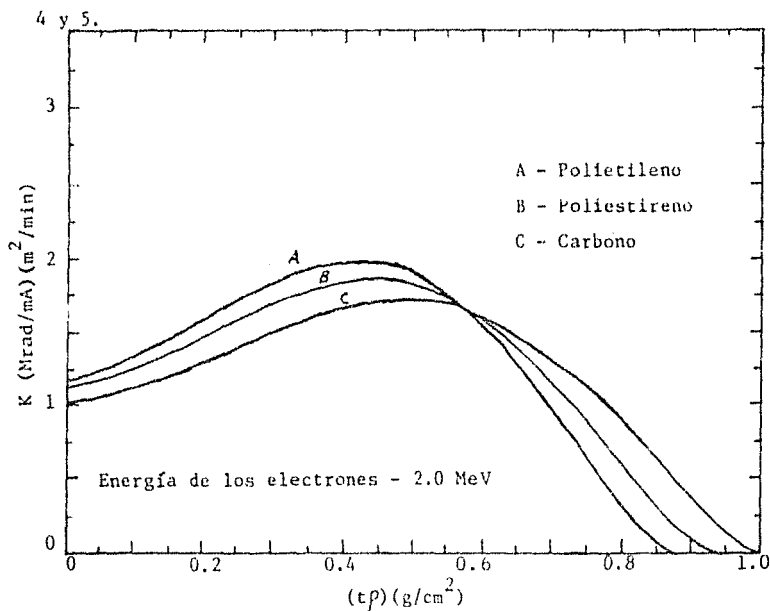


Fig.15.- Curvas de dosis contra penetración para polietileno (A), poliestireno (B) y carbono (C) irradiados con electrones de 2.0 MeV.

Incrementando el contenido de hidrógeno se incrementa la dosis de entrada y decrece la penetración del haz de electrones.

Estos efectos se deben a la gran densidad de electrónica (electrón/gramo) en hidrógeno, la cual incrementa la tasa de absorción de energía (poder de frenado) debido a las colisiones inelásticas electrón-electrón.

La curva para poliestireno es típica de polímeros en la cual la razón hidrógeno/carbono atómico es aproximadamente 1/1, mientras la curva para polietileno es típica de una razón 2/1.

La curva para agua (razón de hidrógeno/oxígeno = 2.00) es casi indistinguible de la curva para polietileno.

En cualquier material, la penetración del haz de electrones se incrementa con el voltaje acelerador. Esto se muestra en el grupo de curvas de distribución de dosis contra penetración para polietileno o agua de las Figs.16 y 17, para diferentes energías de los electrones incidentes, las cuales fueron obtenidas por escala de las distribuciones del carbono para dichas energías.

Para aplicaciones donde la mínima dosis es crítica, es importante calcular con precisión el espesor del producto, de tal manera que la dosis de salida no sea menor que la dosis de entrada, que es la que se toma como dosis mínima o de referencia.

El óptico espesor  $t_f(\text{opt.})$ , correspondiente a dosis iguales de entrada y salida en una hoja plana de material homogéneo, puede obtenerse de la curva de distribución apropiada, como se indica por la línea horizontal punteada en las Figs.16 y 17.

La situación de la línea vertical en estas figuras representa el espesor equivalente de polietileno que absorbería la misma canti

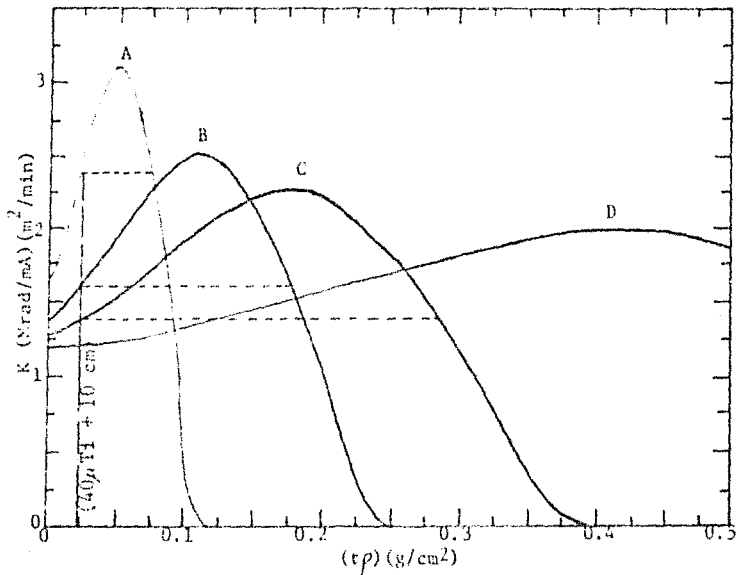


Fig.16.-Curvas de distribución de dosis contra penetración para polietileno o agua y energías del haz de electrones de:A(0.4 MeV), B(0.7 MeV), C(1.0 MeV) y D(2.0 MeV); ajustado para  $40\mu\text{Ti}$  de ventana del haz y 10 cm de capa de aire.

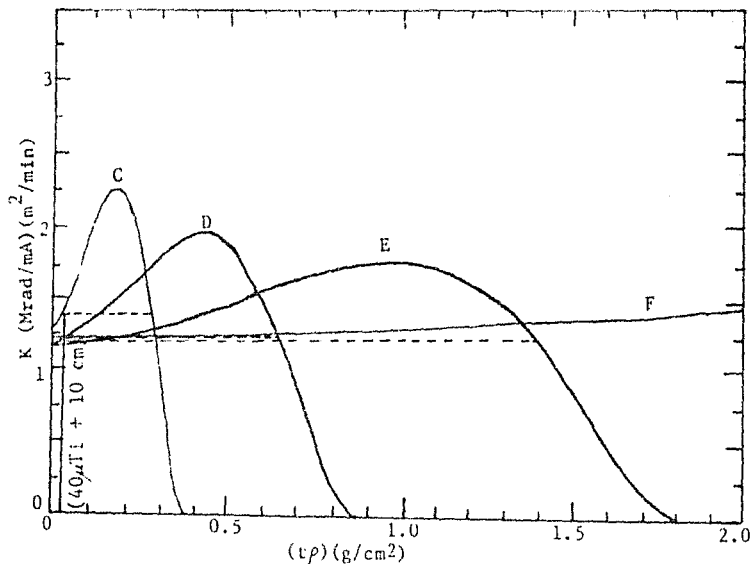


Fig.17.-Curvas de distribución de dosis contra penetración para polietileno o agua y energías del haz de electrones de:C(1.0 MeV), D(2.0 MeV), E(4.0 MeV) y F(10.0 MeV); ajustado para  $40\mu\text{Ti}$  de ventana del haz y 10 cm de capa de aire.

dad de energía de un haz de electrones de alta energía que la -  
ventana de titanio del tubo acelerador, más el espacio de aire  
entre dicha ventana y el producto (6). La intersección de esta  
línea con la curva de distribución de dosis apropiada, da la do-  
sis estimada en la superficie de la hoja de polietileno.

Este procedimiento gráfico toma en cuenta el factor de incremen-  
to de dosis debido a la dispersión de electrones en la ventana  
del acelerador y la intervención de la capa de aire, y es sufici-  
cientemente correcto para energías de los electrones arriba de  
1.00 MeV. Para energías abajo de 1.00 MeV, el factor de incre-  
mento de dosis será algo mayor que el indicado por este método  
aproximado.

Para energías de los electrones arriba de 1.00 MeV, la influen-  
cia de la ventana del haz y el espacio de aire es relativamente  
insignificante y los valores para el óptimo espesor del produc-  
to irradiado, obtenidos por este método, son confiables.

Los espesores óptimos para polietileno o agua, poliestireno y -  
carbono se muestran en la Fig.18.



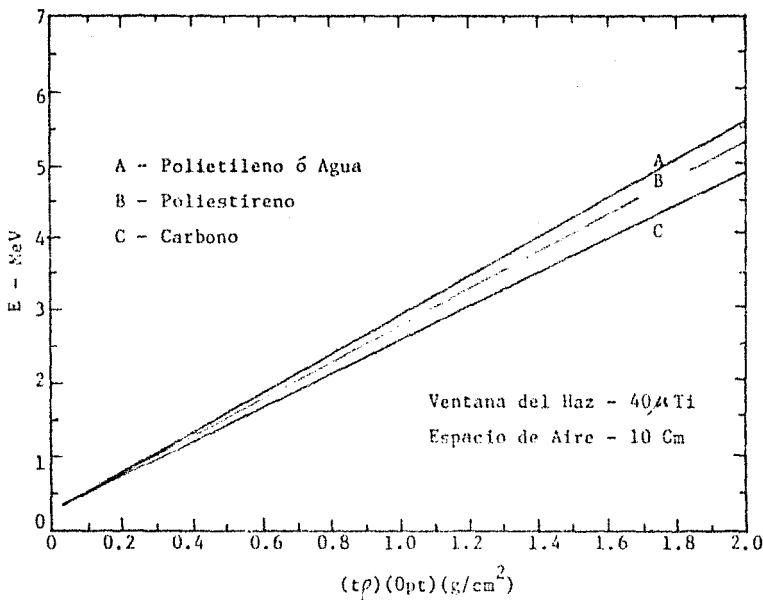


Fig.18.- Espesor óptimo para polietileno o agua, poliestireno y carbono para dosis de entrada y salida y ajustado para  $40\mu\text{Ti}$  de ventana del haz y 10 cm de capa de aire.

De acuerdo a la discusión anterior y a las Fig.15, 17 y 18, el espesor óptimo para polietileno o agua, considerando dosis iguales de entrada y salida, ajustando la ventana del haz a  $40\mu\text{Ti}$  y considerando la capa de aire de 10 cm, es,

$$t \rho (\text{opt}) = 0.634 \text{ g/cm}^2 \quad (28)$$

para una energía de los electrones igual a 2 MeV.

Por otro lado, la relación entre la energía de los electrones y el espesor óptimo para polietileno o agua, es lineal entre 1.0 - MeV y 10 MeV y está dada por<sup>(6)</sup>

$$t \rho (\text{opt}) [\text{g/cm}^2] = E[\text{MeV}](2.63)^{-1} - 0.122 \quad (29)$$

para procesos en los cuales la dirección del haz es aproximadamente perpendicular a la superficie del producto irradiado.

La dosis recibida por una substancia a cualquier profundidad es directamente proporcional a la corriente del haz e inversamente proporcional a la tasa de área irradiada <sup>(6)</sup>, es decir,

$$D(tp) = 36F_1 I \{J(tp)S/e\} (A_p/T)^{-1} \quad (30)$$

donde  $D(tp)$  es la dosis absorbida en Mrad a la profundidad  $tp$ ;  $I$  es la corriente total del haz en mA y  $(A_p/T)$  es la tasa de área irradiada en  $m^2/hr$ . La cantidad  $S/e$  es el poder de frenado del material para electrones incidentes en  $MW/(g/cm^2)$ . Valores de  $S/e$  son dados en la Ref.3, para varios materiales y un amplio intervalo de energías del haz de electrones. La cantidad  $J(tp)$  es la función normalizada de energía de disipación, definida y evaluada en la Ref.2.

Estas funciones determinan la forma de las curvas de distribución de dosis contra profundidad. Dependen de la energía incidente de los electrones, de la composición atómica del producto y de la profundidad,  $tp$ , a la cual se especifica la dosis.  $F_1$  es la eficiencia de utilización de la corriente del haz. Puede definirse como la razón de la corriente  $I_p$ , interceptada por el producto irradiado, a la corriente total  $I$ . Esto es,

$$F_1 = I_p/I \quad (31)$$

Si  $F_1$  se reemplaza por esta expresión en la fórmula (30), entonces queda claro que la proporción de dosis en el producto irradiado es proporcional a la densidad de corriente  $I_p/A_p$  sobre la superficie de dicho producto. Esto es consistente con el con--

cepto de que la dosis absorbida está relacionada con la fluencia de electrones (12) y (13).

La fórmula (30) puede simplificarse a una forma operacional combinando todas las cantidades físicas dentro de un mismo factor, K, llamado coeficiente de área irradiada:

$$D(\tau_f) = K(\tau_f) F_1 I (A_p/T)^{-1} \quad (32)$$

donde

$$K(\tau_f) = 36 \{ J(\tau_f) \cdot S/e \} \quad (33)$$

Si la tasa de área irradiada se quiere en  $m^2/\text{min}$  en lugar de  $-- m^2/\text{hr}$ , entonces K debe dividirse por 60.

$$K(\tau_f) = 0.6 \{ J(\tau_f) \cdot S/e \} \quad [\text{Mrad/mA}] [m^2/\text{min}] \quad (34)$$

Valores de K en estas unidades pueden obtenerse directamente de las curvas de dosis contra profundidad mostradas en las Figs. 14 a 17, o en tablas (6).

De las Figs. 16 y 17 vemos que para asegurarnos una dosis mínima con el mayor aprovechamiento de energía, debemos tomar dicha dosis como la correspondiente al valor K en la superficie del producto irradiado.

Tal dosis superficial será designada por  $D_0$  y el valor superficial del coeficiente de área irradiada por  $K_0$ .

La fórmula (32), se transforma entonces en

$$D_0 = K_0 F_1 I / (A_p/T) \quad (35)$$

El valor de  $K_0$  para polietileno o agua (6), ajustado para ventana del haz de  $40_{\mu}\text{Tl}$  y capa de aire de 10 cm, para energía de 2.0 MeV, es de

$$K_0 = 1.22 \quad [\text{Mrad/mA}] [m^2/\text{min}]$$

La dependencia de  $K_0$  con la energía se muestra en la Fig. 19.

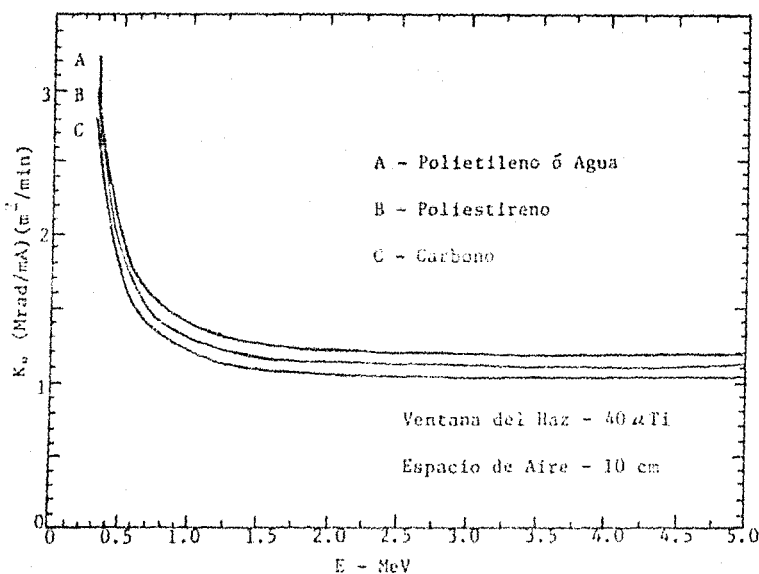


Fig.19.- Curvas del coeficiente de área irradiada,  $K_0$ , contra energía para polietileno o agua (A), poliestireno(B) y carbono(C) ajustadas para ventana del haz de  $40\mu Ti$  y capa de aire de - 10 cm.

Una característica distintiva de estas curvas es que  $K_0$  es casi - constante de 2.5 MeV a 5.0 MeV y varía solamente el 6% sobre el - intervalo de energía de 1.5 MeV a 10.0 MeV.

Esta independencia de  $K_0$  con la energía es una consecuencia de especificar la dosis en la superficie del producto irradiado, donde el factor de incremento de dosis de dispersión de electrones es - despreciable para energías de los electrones arriba de 2.0 MeV.

Una vez que el valor de  $K_0$  ha sido determinado y el valor apropiado de eficiencia de utilización de la corriente del haz de electrones ha sido calculado de la geometría del proceso de irradiación, se puede obtener la tasa de material irradiado en función

de la potencia del acelerador y de la dosis a partir de la fórmula (35).

$$(A_p/T) = \frac{K_0 F_1 P}{D_0 V} \quad (36)$$

donde  $P[\text{KW}] = V[\text{MV}]I[\text{mA}]$  y los demás términos son los mismos de la ecuación (35).

La ecuación (36) puede expresarse en función de la tasa de masa de material irradiado,  $(M_p/T)$ , si se considera que  $(M_p/T) = 10(A_p/T)t_f$  siendo  $t_f$  el espesor real del producto en  $\text{g}/\text{cm}^2$ . Por tanto,

$$D_0 = 10 t_f K_0 F_1 P / V (M_p/T) \quad (37)$$

El factor 10 aparece debido a que generalmente el espesor se expresa en  $\text{g}/\text{cm}^2$  mientras el área se expresa en  $\text{m}^2$  y la masa en Kg.

La ecuación (37) puede ahora expresarse como

$$D_0 = f_e F_1 P / (M_p/T) \quad (38)$$

donde

$$f_e = 10 K_0 t_f / 6V \quad (39)$$

Aquí, para ser consistentes con las unidades usadas en la fórmula (34) para la tasa de área irradiada,  $(M_p/T)$  está dada en  $\text{Kg}/\text{min}$ .

La cantidad  $F_1 P$  en la ecuación (38), representa la cantidad de la potencia del haz que incide sobre la superficie del producto.

La fórmula (38) da el mismo valor de la dosis superficial  $D_0$  que la fórmula (35).

El factor  $f_e$  es la eficiencia de utilización de energía de dosis superficial o eficiencia de energía reducida del haz de electrones. Para materiales planos, donde la distribución de dosis es bien conocida, se limitan los cálculos de la eficiencia de energía al área rectangular definida por la dosis superficial y el espesor del producto, como lo muestra el diagrama de la Fig.20.

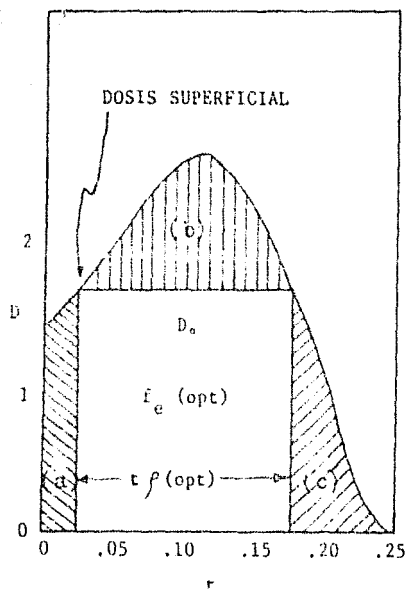


Fig. 20.-Curva de dosis contra espesor del material irradiado de la que se obtiene la eficiencia de utilización de energía superficial,  $f_e(\text{opt})$ , del haz de electrones.

Las áreas sombreadas que rodean el área rectangular definida por la dosis superficial y el espesor del producto, representan la energía que es desperdiciada en: a) la ventana del haz y por la intervención del aire, b) la sobredosis necesaria para garantizar una dosis mínima  $D_0$  en un espesor dado  $t_f$  y c) la energía correspondiente a los electrones que atraviesan la muestra.

El valor de  $f_e$  correspondiente al óptimo espesor del producto -- irradiado, para dosis iguales de entrada y salida, se representa por el símbolo  $f_e(\text{opt})$ .

Los valores de óptima eficiencia de utilización de energía, son -  
 calculados por integración numérica de las curvas de distribución  
 de dosis contra profundidad o penetración para carbono. Estos va-  
 lores (6), ajustados para  $40\mu\text{Tl}$  de ventana del haz y 10 cm de capa  
 de aire, para la energía que nos interesa, 2.0 (MeV), es de 0.65  
 La dependencia de  $f_e(\text{opt})$  con la energía, se muestra en la Fig.  
 21.

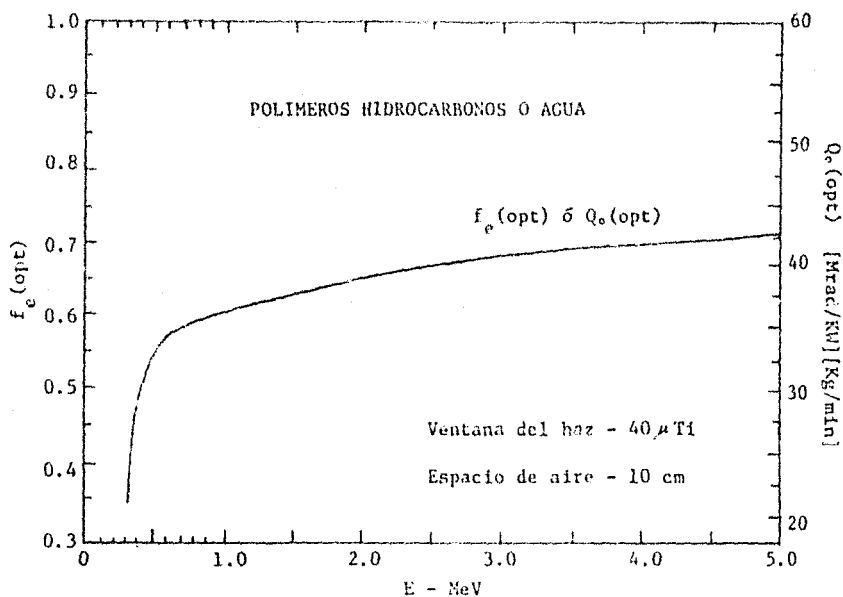


Fig.21.- Dependencia de  $f_e(\text{opt})$  con la energía para polímeros o agua, considerando dosis iguales de entrada y salida y ajustado para  $40\mu\text{Tl}$  de ventana del haz y 10 cm de espacio de aire.

La severa reducción en la eficiencia de energía para energías del electrón por abajo de 0.75 MeV, se debe a los efectos de la ventana del haz y de la capa de aire.

La eficiencia para óptimo espesor se hace cero en la energía del

electrón para la cual el espesor equivalente de la ventana del haz y la capa de aire corresponden a la penetración para dosis máxima. El máximo valor de  $f_e$  se obtiene cuando  $t_p$  es el óptimo espesor - del producto irradiado (para dosis iguales de entrada y salida). Si el espesor del producto fuera mayor que  $t_p$  (opt), entonces la dosis de salida podría ser menor que la dosis de entrada. En tal caso,  $f_e$  debería calcularse de la dosis de salida y del espesor - real del producto y su valor sería menor que el obtenido de la do - sis de entrada y del espesor óptimo del producto.

Por lo tanto, cuando la dosis superficial (mínima) es la especificación crítica del proceso, el óptimo espesor del producto dará - la tasa máxima de masa irradiada para una potencia dada de haz.

El óptimo valor (máximo) de  $f_e$  está dado entonces por:

$$f_e(\text{opt}) = 10 k_a t_p(\text{opt}) / bV \quad (40)$$

Valores de  $f_e(\text{opt})$  son calculados de la fórmula anterior para un amplio intervalo de energías, usando los valores de  $t_p(\text{opt})$  y  $K_0$  dados en tablas<sup>(6)</sup>. Estos resultados son mostrados en la Fig.21. Las eficiencias de dosis superficiales son también independientes de la razón hidrógeno/carbono y son aplicables a cualquier polímero hidrocarbónico y al agua.

Los valores de  $f_e(\text{opt})$  no son independientes de la energía del - electrón. Por arriba de 2.0 MeV se incrementan continuamente debido al adelgazamiento gradual de las curvas de distribución de - la dosis de penetración a altas energías.

Una vez que los valores de  $F_i$  y  $f_e(\text{opt})$  han sido determinados, la fórmula (38) puede ponerse en forma operacional introduciendo el nuevo factor  $Q_0$ , que es igual a  $6f_e$



$$D_o = Q_o F_1 P / (M_p / T) \quad (41)$$

La cantidad  $Q_o$  es análoga a los coeficientes de área irradiada,  $K$  y  $K_o$ , y puede ser llamado coeficiente de masa irradiada. Sus dimensiones son (Mrad/KW)(Kg/min). Es especialmente útil para estimar las tasas máximas de masa irradiada para una potencia dada - del acelerador.

Para óptimo espesor del producto irradiado, la potencia del haz - puede calcularse de la fórmula (41):

$$P = D_o / F_1 Q_o(\text{opt}) (M_p / T) \quad (42)$$

#### V.4.- Diseño del dispositivo de irradiación

La tasa de volumen irradiado está determinada por la dosis de radiación y por la potencia utilizable del haz de electrones.

El espesor máximo de la cortina de agua está limitado por el voltaje de operación del acelerador.

Estas especificaciones para la tasa de volumen irradiado y el espesor, implican fijar una tasa de área de exposición,  $A$ , la cual puede calcularse independientemente de la corriente del haz de -- electrones.

Un diseño práctico para un proceso de tratamiento de aguas residuales o lodo líquido puede encontrarse ajustando el ancho de la cortina y la altura de caída para lograr el espesor de la cortina, la tasa de área de exposición y la tasa de volumen irradiado, dentro de la zona de irradiación.

##### 1) Especificaciones del acelerador

Máxima Energía del Haz	2.0 MeV
Máximo Voltaje	2.0 MV
Corriente del Haz	15.0 mA

Máxima Potencia del Haz 30.0 KW

2).-Tasa de material irradiado. De acuerdo con la ecuación (38), la máxima cantidad de material que puede ser tratada por minuto, es directamente proporcional a la potencia útil del haz e inversamente proporcional a la dosis requerida

$$(M/T) \text{ [Kg/min]} = 6f_e F_1 P/D_0 \text{ [KW/Hrad]} \quad (43)$$

La eficiencia de utilización de la corriente del haz,  $F_1$ , se asume igual a 0.8 de acuerdo al siguiente diagrama:

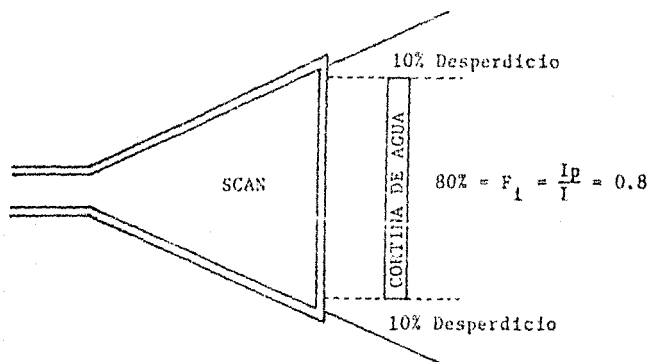


Fig.22.- La eficiencia de utilización de la corriente del haz,  $F_1$ , se asume igual a 0.8 debido a los desperdicios laterales necesarios para garantizar la irradiación total de la cortina de agua.

La eficiencia de utilización de la energía del haz de electrones,  $f_e$ , es la eficiencia de dosis superficial para el óptimo espesor del producto. Este valor es de 0.65 para una energía de 2.0 MeV. La eficiencia de utilización de la potencia del haz,  $F_p$ , es el producto de los dos factores antes mencionados:

$$F_p = f_e F_1 = (0.65)(0.80) = 0.52$$

y de aquí que solamente alrededor de la mitad de la potencia del haz de electrones incidentes sea efectiva en el tratamiento de la cortina de agua o lodo.

Sustituyendo este valor y el de la máxima potencia en la ec.(43) tenemos que la máxima tasa de material irradiado será, entonces

$$\begin{aligned}(M/T) &= 6(0.52)(30/D_0) = 93.6/D_0 \text{ (Kg/min)} \\ &= 5616/D_0 \text{ Kg/hr} = 5.616/D_0 \text{ m}^3/\text{hr}\end{aligned}\quad (44)$$

3).- Espesor de la cortina de agua o lodo

El máximo espesor de la cortina de agua o lodo está determinado por el voltaje acelerador, de acuerdo a la fórmula (29) para polietileno, la cual también es aplicable al agua

$$\begin{aligned}E &= 2.63 t \rho + 0.32 \\ t &= (2.0 - 0.32)/2.63 \\ t &= \frac{0.64}{\rho} \text{ g/cm}^2\end{aligned}\quad (45)$$

A partir de aquí nos referiremos solamente al agua. Para el caso de lodos, bastará con tomar la  $\rho$  apropiada del lodo.

La densidad,  $\rho$ , del agua es igual a 1 g/cm<sup>2</sup>. Por tanto,

$$t = 0.64 \text{ cm}\quad (46)$$

y así, el espesor  $t$  es 0.64 cm, para dosis iguales de entrada y salida.

Este espesor se puede comprobar experimentalmente poniendo dos dosímetros: uno en la superficie del agua y el otro a 0.64 cm de profundidad y comparando luego sus dosis. Esto fué hecho por la

Biol. Magdalena Soto B<sup>(30)</sup>.

#### 4.- Tasa de área irradiada

El espesor de la cortina de agua,  $t$ , y la tasa de volumen irradiado,  $(V/T)$ , determinan, ambos, el área de la cortina, la cual debe ser expuesta por unidad de tiempo.

$$(A/T) = (V/T)/t$$

$$(A/T) = (5.616/D_0)/(0.64/100)$$

$$(A/T) = 877.5/D_0 \text{ m}^2/\text{hr} = 0.24/D_0 \text{ m}^2/\text{seg} \quad (47)$$

#### 5.- Relación área-corriente

La tasa de área irradiada puede calcularse directamente de la corriente del haz y de la dosis, usando la fórmula (35)

$$D_0 = K_0 F_1 I / (A_p/T)$$

$$(A_p/T) = K_0 F_1 I / D_0 \quad (48)$$

La tasa de área irradiada está dada en  $\text{m}^2/\text{min}$ , la corriente del haz  $I$ , está en mA y la dosis superficial,  $D_0$ , en Mrad.

El valor apropiado de  $K_0$  para electrones de 2.0 MeV se toma de la Referencia 6 para polietileno, ya que el contenido de hidrógeno (densidad electrónica) del polietileno es casi el mismo que el del agua

$$K_0 = 1.22$$

$$(A_p/T) = (1.22)(0.80) I / D_0 = 0.976 I / D_0$$

Si tomamos  $I = I_{\text{máx}} = 15 \text{ mA}$ ,

$$\begin{aligned}
 (A_p/T) &= \frac{14.64}{D_o} \text{ m}^2/\text{min} \\
 &= \frac{0.244}{D_o} \text{ m}^2/\text{seg}
 \end{aligned}
 \tag{49}$$

Este valor para la tasa de área irradiada está de acuerdo con el valor calculado en la sección 4, usando el espesor de la cortina de agua y la tasa de volumen irradiado.

Así, las mismas condiciones del proceso se obtienen con ambas relaciones: masa-potencia o área-corriente.

6).- Velocidad máxima de la cortina de agua

De acuerdo con las características del haz de electrones, éste tiene una frecuencia de oscilación de  $f = 120$  Hz e incide sobre un blanco de aproximadamente 3 cm de ancho por 120 cm de largo.

Nos interesa que al irradiar el agua o lodo, ninguna fracción de ésta se quede sin irradiar, por lo que debe obtenerse una velocidad máxima de la cortina tal que todo el material se irradie.

Consideremos una molécula de agua o lodo que atraviesa el haz durante un ciclo de éste. Para que toda la molécula se irradie debe cumplirse, de acuerdo a la Fig.23, que

$$x = vt' = v/f$$

$$nd = x$$

por lo tanto

$$f = v/nd \tag{50}$$

donde  $v$  es la velocidad de la molécula,  $d$  es el ancho del blanco aproximadamente igual a 3 cm,  $x$  es la distancia que recorre la molécula en el tiempo  $t'$  y  $n$  es el número de veces que se irradia dicha molécula de agua o lodo.

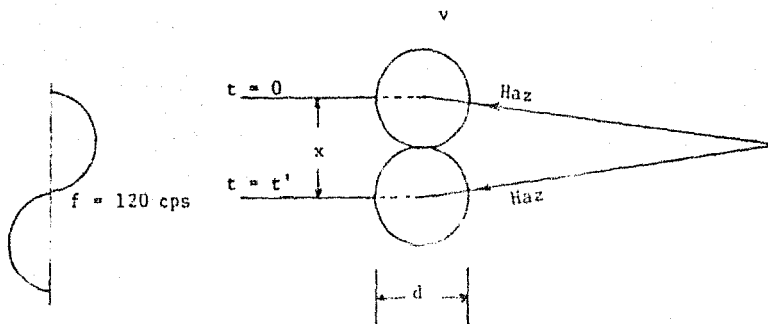


Fig.23.- Molécula de agua o lodo que en el intervalo de tiempo de 0 a  $t'$  recorre una distancia  $x = vt'$  -- con una velocidad  $v$ . La frecuencia de oscilación del haz es de  $f = 120$  cps.

Dado que el análisis lo hacemos para  $n = 1$ , entonces.

$$v = fd$$

$$v = (120 \text{ cps})(0.03 \text{ m}) = 3.6 \text{ m/seg} \quad (51)$$

que es la velocidad máxima que garantiza la irradiación de toda molécula de agua.

Esta velocidad no puede ser rebasada en ningún caso, pues de lo contrario parte del agua no se irradiaría.

7).- Dependencia de la velocidad del flujo con la tasa de volumen irradiado

Para una tasa de área irradiada ( $A_p/T$ ) y un espesor de la cortina de agua  $t$ , fijos, se tiene que

$$(A_p/T) = (V/T)t \quad (52)$$

Por otro lado, de acuerdo a la Fig.24 que representa a la cortina de agua o lodo

$$\begin{aligned} (A_p/T) &= a \cdot (x/t') \\ &= a \cdot v \end{aligned} \quad (53)$$

donde  $t$  es el espesor de la cortina de agua o lodo,  $a$  es el ancho de lamisma,  $v$  es la velocidad y  $t'$  es un tiempo dado.

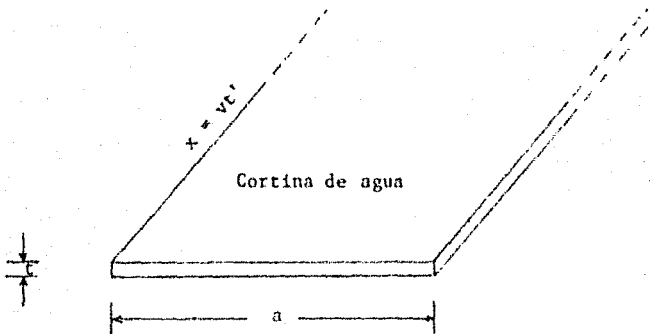


Fig.24.- Cortina de agua o lodo líquido de ancho  $a$  y espesor  $t$ , que recorre una distancia  $x$  con velocidad  $v$ , durante un tiempo  $t'$ .

En consecuencia, de acuerdo a las ecuaciones (52) y (53), tenemos

$$(V/T) = (a \cdot t) \cdot v \quad (54)$$

Esta ecuación nos dá el volumen irradiado por unidad de tiempo en función de la velocidad de la cortina.

#### 8).- Velocidad de la cortina de agua o lodo

Dentro de las limitaciones de la tasa de área irradiada, la cual tiene que fijarse de acuerdo a las especificaciones del acelerador, la(s) velocidad(es) puede(n) variarse ajustando el ancho de la cortina,  $a$ , de tal manera que

$$(A_p/T) = a \cdot v$$

$$v = (A_p/T)/a \quad (55)$$

donde  $v$  es la velocidad de la cortina de agua.

Para un diseño del dispositivo de irradiación que involucre cada libre de la cortina de agua, la velocidad,  $v$ , de dicha cortina para cualquier altura,  $H$ , una vez fuera del dispositivo, está dada por

$$v = (v_0^2 + 2gH)^{1/2} \quad (56)$$

donde  $v_0$  es la velocidad de la cortina de agua a la salida del dispositivo y  $g$  es la aceleración de la gravedad.

Otra consideración importante es la limitación sobre el ancho mínimo del haz de electrones para evitar el sobrecalentamiento de la ventana de salida de dicho haz.

Para una corriente del haz de 15 mA, se requiere una longitud del scan de al menos 25 cm<sup>(21)</sup>.

Así, suponiendo una longitud del haz de 30 cm y un ancho útil de la cortina,  $a$ , de 25 cm (80% del ancho total del haz), la velocidad,  $v$ , de la cortina sería:

$$v = (A_p/T)/a = \frac{(0.244)}{D_0} / \frac{(25)}{100} = \frac{0.976}{D_0} \text{ m/seg} \quad (57)$$

De acuerdo con la Biol. Magdalena Soto B, una  $D_0$  de 0.5 Mrad eliminaría al 99.98% de bacterias coliformes de un número inicial del orden de  $10^6$ , por lo que si tomamos  $D_0 = 0.5$  Mrad como la dosis máxima tendríamos una velocidad mínima de

$$v = 2.0 \text{ m/seg} \quad (58)$$

#### 9).- Carga hidrostática

La carga hidrostática o de presión para la velocidad requerida, -



incluyendo los efectos de fricción en la boquilla de salida, está dada aproximadamente, por <sup>(21)</sup>:

$$h = v^2/16 \quad (59)$$

donde h es la carga hidrostática en m y v es la velocidad en m/seg.

La variación en la carga hidrostática es aproximadamente del 4%, - para una variación del 2% en la velocidad <sup>(21)</sup>.

La velocidad, v, en función de la carga hidrostática, h, está dada por:

$$v = 4(h)^{\frac{1}{2}} \quad (60)$$

y esta sería la velocidad inicial,  $v_0$ , mencionada en la sección 9.

Para el caso considerado en la sección anterior, tendríamos:

$$\begin{aligned} h &= (2.0 \text{ m/seg})^2/16 \text{ m/seg}^2 \\ h &= 0.25 \text{ m} \end{aligned} \quad (61)$$

que es la carga hidrostática necesaria para lograr una velocidad - de 2 m/seg a la salida del dispositivo.

#### 10).- Altura de caída

Para una cortina de agua o lodo en caída libre, la velocidad y el espesor de la misma están determinados por la altura de caída, de tal manera que dicha altura es un parámetro importante en el diseño total del proceso de tratamiento.

La altura de caída debe ser suficiente para establecer un espesor razonablemente uniforme de la cortina.

La cortina mantiene su integridad para más de 0.50 m de caída <sup>(21)</sup>.

La altura de caída, H, para obtener la velocidad, v, de la cortina de agua, está dada por:

$$H = \frac{v^2 - v_0^2}{2g} \quad (62)$$

donde  $v_0$  es la velocidad inicial (debida a la carga hidrostática  $h$ ) y  $g$  es la aceleración de la gravedad.

11).- Variación de la cortina de agua o lodo

El espesor de la cortina disminuye gradualmente con el incremento de la velocidad.

La variación en el espesor de la cortina durante la caída, es menor del 10%<sup>(21)</sup>.

Para ancho de la cortina y tasa de volumen irradiado constantes, el espesor es inverso a la velocidad, como se muestra a continuación:

$$(M/T) = \frac{(A_p/T)}{P} \cdot t$$

$$(M/T) = a \cdot v \cdot t$$

$$t = (M/T)/a \cdot v \quad (63)$$

12).- Consideraciones sobre el haz de electrones

El haz de electrones, que barre horizontalmente, diverge también verticalmente debido a la dispersión de electrones en la ventana, frente a la cortina.

La mayor parte del haz está situado dentro de  $\pm 2.5$  cm de la línea central, pero algo se extiende a  $\pm 5$  cm.

Arriba de la línea central, donde el espesor de la cortina es mayor que el valor óptimo, la dosis absorbida sobre el lado posterior(salida) será menor que sobre el lado frontal(entrada).

A la inversa, abajo de la línea central, la dosis de salida será mayor que la dosis de entrada.

Estas variaciones de dosis sobre el lado posterior de la cortina son promediadas por encima del valor medio en la línea central -- del haz, para condiciones de flujo laminar<sup>(21)</sup>.

13).- Resumen

El análisis presentado hasta aquí demuestra que el máximo flujo de agua o lodo, consistente con la potencia útil del haz, puede obtenerse con las siguientes especificaciones del proceso:

Voltaje acelerador	2.0 MV
Corriente del haz	15.0 mA
Potencia del haz	30.0 KW
Dosis superficial	0.5 Mrad
Tasa de volumen	11.2 m <sup>3</sup> /hr
Espesor de la cortina	6.4 mm
Tasa de área	0.5 m <sup>2</sup> /seg
Ancho de la cortina	25.0 cm
Velocidad de la cortina	2.0 m/seg
Carga hidrostática	25.0 cm

Dadas las especificaciones anteriores para la irradiación de aguas negras o lodos con electrones de alta energía y las características del acelerador Dynamitrón, se trabajó en el diseño de este dispositivo con el método de prueba y error, diseñando dispositivos y probándolos con modelos a escala para seleccionar el más adecuado a nuestros fines.

Se requería pensar en un dispositivo que permitiera quitarle al agua la turbulencia con que sale del tubo al ser bombeada por (8) en la Fig.12, como primera condición. Después hacerla pasar por un dispositivo, integrado al primero, tal como un vertedor, que hiciera posible calcular el flujo a irradiar. Posteriormente, el problema de poder controlar las velocidades de flujo por caída libre. Todo esto como las principales condiciones pedidas al dispositivo.

El dispositivo escogido finalmente se muestra en la Fig.25. Consta, fundamentalmente, de dos tanques unidos por una rampa en plano inclinado y una boca diseñada especialmente para que el agua al salir cumpla las especificaciones de cortina uniforme de 6.4 mm de espesor.

El tanque I recibe el agua bombeada a través de un tubo de 3" y, por medio de mallas finas de alambre instaladas en su interior, le quita la turbulencia que tiene al salir del tubo.

Después de alcanzar un cierto nivel, el agua sale del vertedor rectangular instalado en el borde del tanque I, como se muestra en la Fig.26, con ayuda del cual se calcula el flujo a través del dispositivo, como se explica en el Apéndice I. Este control de flujo se realiza con la válvula de la bomba No.1, (15) en la Fig.13.

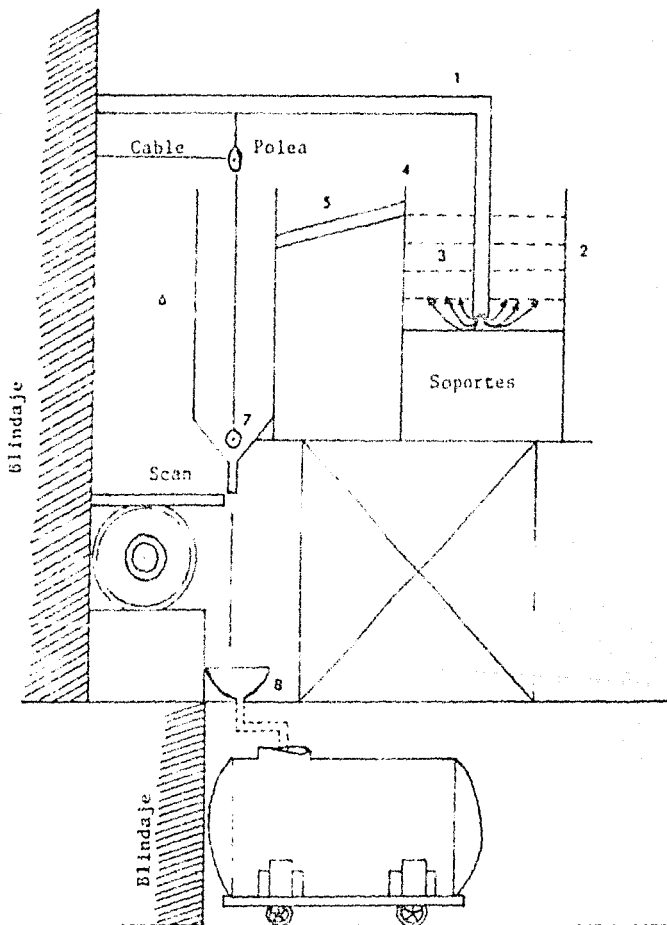


Fig. 25.- Corte transversal del dispositivo de irradiación donde se muestran los principales componentes: tubo de - descarga (1), tanque receptor (2), malla eliminadora de - turbulencia (3), vertedor rectangular (4), rampa en plano inclinado (5), tanque de control de flujo (6), tapón y su sistema de control externo (7), receptor de agua irradiada y tanque de almacenamiento (8).

Al salir del vertedor, el agua resbala por la rampa en plano inclinado para caer al tanque 2. Este tanque, como se muestra en la Fig.27, tiene una boca con abertura de 6.4 mm en su parte inferior, por donde sale el agua en forma de cortina uniforme.

Con el fin de poder variar la velocidad de flujo, se le adaptó al tanque 2 un tapón que cubre toda la abertura, controlable desde afuera por un sistema de cables y poleas.

El tapón permite que el tanque se llene hasta una altura previamente determinada; luego se quita el tapón desde afuera y de esta manera se puede variar la velocidad de flujo del agua que será irradiada. Este proceso se efectúa tomando los tiempos de llenado del tanque No.2, a diferentes niveles, para cada uno de los flujos de que se trate.

El agua irradiada cae al receptor mostrado en la Fig.25, de donde pasa a los tinacos recolectores mostrados en la misma figura.

Un plano integral del dispositivo con las medidas finales se muestra en la Fig.28.

El dispositivo escogido se construyó de madera y se recubrió con resina acrílica sellando las uniones con silicón, todo esto para evitar fugas y pérdidas de dimensiones.

El vertedor se construyó con una hoja plana de aluminio a la que se le hizo una boca de 20cm por 35 cm como se muestra en la Fig.26.

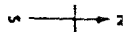
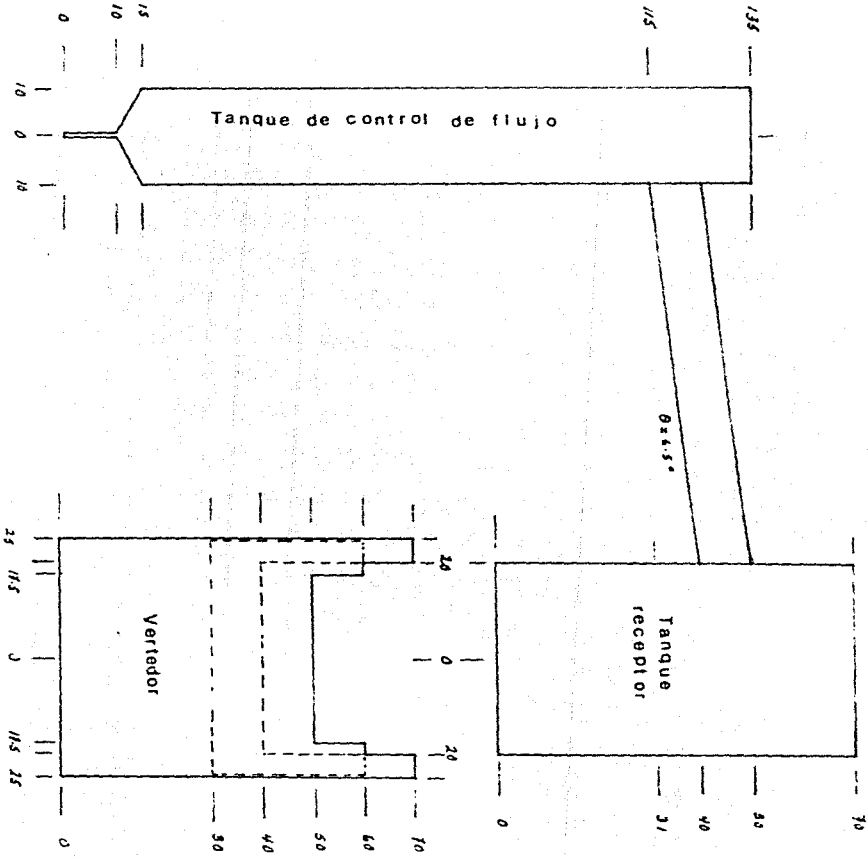
El tapón del dispositivo consiste de una barra cilíndrica de acero recubierta con hule suave, lo cual permite sellar la abertura del tanque por donde sale el agua en forma de cortina.

En los extremos de la boca del vertedor se instalaron escalas graduadas de cm. de tal manera que fuera posible la lectura del nivel

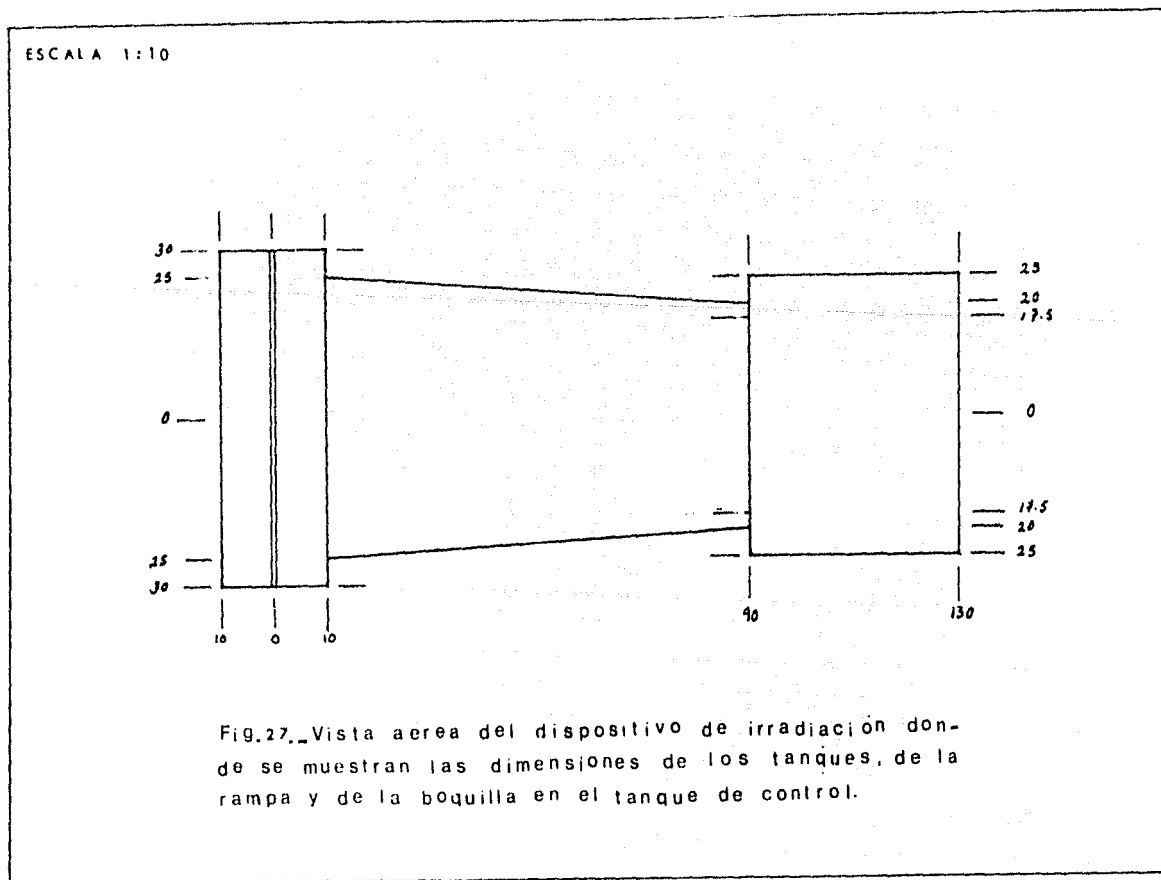
alcanzado por el agua al salir del tanque No.1  
A la boquilla del dispositivo, instalada en el tanque 2, se le --  
adaptó en sus extremos unos tapones de hule con el fin de poder re-  
ducir el ancho de la cortina de agua y así aumentar la velocidad -  
en caso necesario, logrando con esto más versatilidad del disposi-  
tivo.

ESCALA 1:10

Fig.26.\_Vista del dispositivo de irradiación donde se aprecian las dimensiones de los tanques, la inclinación de la rampa y se muestra el vertedor de frente, con sus respectivas dimensiones.







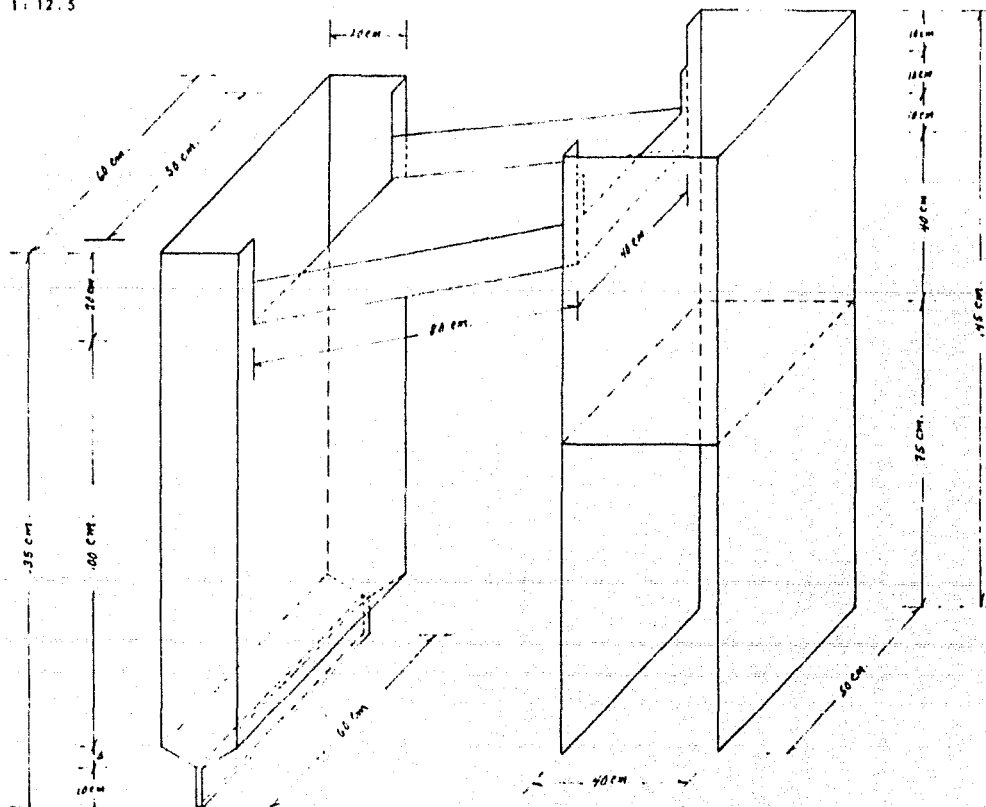


Fig.28. Plano integral del dispositivo de irradiación con sus dimensiones finales.

CAPITULO VI  
RESULTADOS Y CONCLUSIONES

VI.1.- RESULTADOS

Dadas las especificaciones del proceso y las características del Acelerador Dynamitrón, las cantidades de agua o lodo que pueden ser tratadas, para diferentes dosis, aparecen en la Tabla VI.1,

TABLA VI.1	
D <sub>o</sub> [Mrad]	$M_p/T = 1.3601VF_p/D_o$ [m <sup>3</sup> /hr]
0.05	112.320
0.10	56.160
0.20	28.080
0.30	18.720
0.40	14.040
0.50	11.232
0.60	9.360
0.70	8.023

Estas cantidades pueden aumentar o disminuir según las necesidades de dosis que se tengan.

Para los fines que la generalidad de los procesos con radiación ionizante requieren cumplir, estas necesidades están entre 0.10 Mrad y 0.50 Mrad.

El máximo flujo que se puede obtener con la bomba No.1, instalada en el laboratorio, es de 60 m<sup>3</sup>/hr, por lo cual esta planta piloto diseñada cubre la mayoría de las necesidades de dosis requeridas

en el tratamiento de aguas negras o lodos.

Por otro lado, la dosis requerida también está en función del uso que se quiera hacer del material tratado. Esto implica que haya procesos en los que la dosis necesaria sea menor que las mencionadas anteriormente, y por tanto el flujo requerido sea mayor. Esto requeriría, en nuestro caso, de la instalación de una bomba con mayor capacidad y otras dimensiones del dispositivo, sobre todo - en lo que se refiere a la capacidad de los tanques 1 y 2 y de un vertedor más grande.

Las mediciones de flujo realizadas con ayuda del vertedor y controladas con la válvula de la bomba No.1, se efectuaron de la siguiente manera: establecido un flujo cualquiera dado por el giro de la válvula, se marcó dicho giro y se tomó la lectura del nivel alcanzado por el agua en la boca del vertedor. Estas mediciones aparecen instaladas en la Tabla VI.2.

La carga hidrostática  $h$  en el tanque 2, se midió instalando en dicho tanque un flotador al que previamente se le adaptó una escala graduada en cm., de tal manera que al subir el nivel del agua en el tanque 2, subía la escala y entonces se tomaba la lectura. Estas mediciones se efectuaron al mismo tiempo que las realizadas para calcular los flujos de la Tabla VI.2, obteniéndose para cada uno de estos flujos, una carga  $h$  y una velocidad  $v$ . Estos resultados aparecen en la Tabla VI.3.

Los resultados anteriores, para las velocidades de flujo, están de acuerdo con las que se obtienen al calcular dicha velocidad con la fórmula,  $v = Q/ a.t$ , para un ancho de la boquilla de  $a = 0.60$  m y un espesor de  $t = 0.0064$  m, que fueron las medidas

de la boquilla utilizadas experimentalmente.

TABLA VI.2.- Mediciones de flujo, Q, realizadas con un vertedor de ancho, L=0.35 m, midiendo el nivel H alcanzado por el agua.		
H [m]	L = 0.35 m	Q = 1.84LH <sup>3/2</sup> (*) [m <sup>3</sup> /hr]
0.01		2.30
0.02		6.48
0.03		11.84
0.04		18.12
0.05		25.18
0.06		32.91
0.07		41.22
0.08		50.06
0.09		59.37
(*) Sustrar 0.1H de L en cada extremo del vertedor.		

En todo momento se trató que la planta diseñada fuera lo más versátil posible.

Con este fin y con la ayuda de los tapones de hule colocados en los extremos de la boquilla del tanque 2, se realizaron pruebas para un ancho de salida de  $a = 0.50$  m.

De acuerdo con los resultados de la Tabla VI.1 y a las pruebas realizadas con un ancho de boquilla de  $a = 0.60$  m, y un espesor de la misma de  $t = 0.0064$  m, se obtienen los siguientes resultados, enlistados en la Tabla VI.4.

Igualmente, de acuerdo con los resultados de la TABLA VI.1 y a --

las pruebas realizadas con una boquilla de ancho 0.50 m y espesor de  $t=0.0064$  m, se obtienen los siguientes resultados, enlistados en la TABLA VI.5.

TABLA VI.3.- Mediciones de la carga hidrostática $h$ y de la velocidad, $v = 4 \cdot h^{1/2}$ , para los flujos de la Tabla VI.2.			
$H$ [m]	$Q = 1.84LH^{3/2}$ [m <sup>3</sup> /hr]	$h$ [m]	$v = 4 \cdot h^{1/2}$ [m/seg]
0.09	59.37	1.15	4.29
0.08	50.06	0.82	3.62
0.07	41.22	0.56	2.98
0.06	32.91	0.35	2.38
0.05	25.18	0.21	1.82
0.04	18.12	0.11	1.31
0.03	11.84	0.045	0.86
0.02	6.48	0.015	0.47

De acuerdo a los resultados de las Tablas VI.4 y VI.5, se puede esperar que para un dispositivo con una boquilla de ancho,  $a=1.20$  m, que es el ancho máximo que se podría obtener debido a las dimensiones del scan, y un espesor de  $t=0.0064$  m, los resultados serían los enlistados en la Tabla VI.6.

La Fig.VI.1 muestra el flujo y la carga hidrostática en función de la velocidad para boquillas de ancho 0.50 m, 0.60 m y 1.20 m respectivamente, manteniendo el espesor igual a 0.0064 m en los tres casos.

TABLA VI.4.- Resultados de velocidad,  $v$ , y carga hidrodinámica,  $h$ , cuando el ancho de la cortina de agua es de 0.60 m y el espesor de la misma de 0.0064 m.

$D_e$ [Mrad]	$M_p/T = .360F_p P/D_e$ [m <sup>3</sup> /hr]	$A/T = (V/T)/t$ [m <sup>2</sup> /seg]	$v = (A/T)/a$ [m/seg]	$h = v^2/16$ [m]
0.50	11.232	0.49	0.82	0.04
0.40	14.040	0.61	1.02	0.06
0.30	18.720	0.81	1.35	0.11
0.20	28.080	1.22	2.03	0.26
0.10	56.160	2.44	4.06	1.03
0.05	112.320	4.88	8.12	4.12

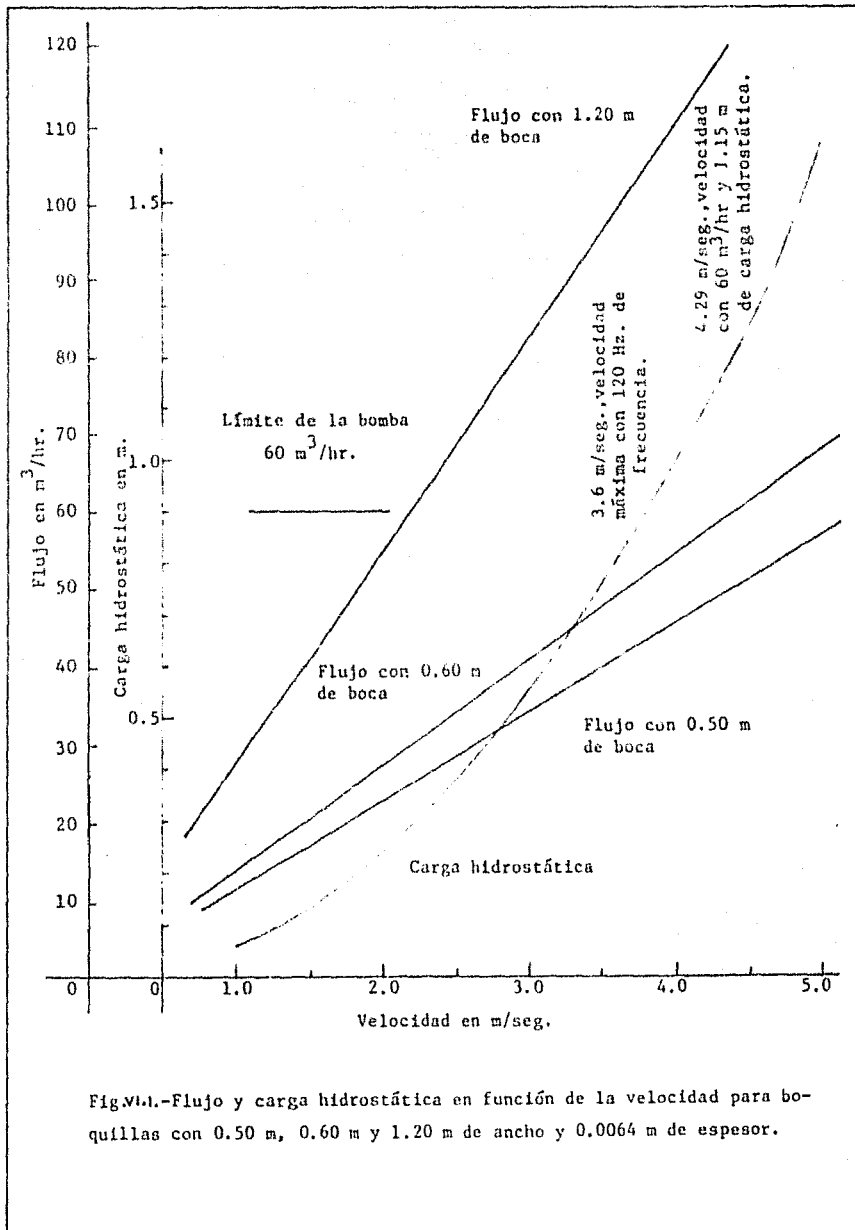
TABLA VI.5.- Resultados de velocidad,  $v$ , y carga hidrostática,  $h$ , cuando el ancho de la cortina de agua es de 0.50 m y el espesor de la misma de 0.0064 m.

$D_e$ [Mrad]	$M_p/T = .360F_p P/D_e$ [m <sup>3</sup> /hr]	$A/T = (V/T)/t$ [m <sup>2</sup> /seg]	$v = (A/T)/a$ [m/seg]	$h = v^2/16$ [m]
0.50	11.232	0.49	1.00	0.06
0.40	14.040	0.61	1.20	0.09
0.30	18.720	0.81	1.62	0.16
0.20	28.080	1.22	2.44	0.37
0.10	56.160	2.44	4.88	1.49
0.05	112.320	4.88	9.76	5.95

TABLA VI.6.- Resultados esperados de velocidad,  $v$ , y carga hidrostática,  $h$ , para un dispositivo con boquilla de 1.20 m de ancho y espesor de 0.0064 m.

$D_o$ [Mrad]	$M_p/T = .360F_p P/D_o$ [m <sup>3</sup> /seg]	$A/T = (V/T)/t$ [m <sup>2</sup> /seg]	$v = (A/T)/a$ [m/seg]	$h = v^2/16$ [m]
0.50	11.232	0.49	0.41	0.010
0.40	14.040	0.61	0.51	0.016
0.30	18.720	0.81	0.68	0.029
0.20	28.080	1.22	1.02	0.065
0.10	56.160	2.44	2.03	0.257
0.05	112.320	4.88	4.07	1.035





## VI.2.- CONCLUSIONES

La planta piloto para el tratamiento de aguas negras o lodos líquidos fué diseñada para flujos hasta de  $50 \text{ m}^3/\text{hr}$ , considerando que la capacidad de la bomba instalada es de  $60 \text{ m}^3/\text{hr}$  y que la velocidad máxima del agua o lodo debe ser de  $3.6 \text{ m}/\text{seg}$ , con una carga hidrostática de  $0.81 \text{ m}$  (Tabla VI.3) que correspondería a una dosis aproximada de  $0.11 \text{ Mrad.}$ , para irradiarse inmediatamente a la salida del dispositivo.

Para flujos mayores (dosis menores, Tabla VI.1), siguiendo las bases de este diseño, se pueden aumentar tanto el ancho como el espesor de la boquilla, toda vez que se varíen las dimensiones de los tanques y del vertedor.

Como el ancho de la boquilla, y por tanto el de la cortina de agua está limitado a  $1.20 \text{ m}$ , en caso de requerirse dosis menores que  $0.056 \text{ Mrad.}$ , se requeriría aumentar el espesor de la cortina, aunque el óptimo espesor,  $0.0064 \text{ m}$ , podría encontrarse en un nivel más bajo, donde la velocidad de la cortina sería mayor, correspondiendo al objetivo de dosis baja.

Sin embargo, estas velocidades mayores ya no se ajustan a las características del Acelerador Dynamitrón.

Para flujos muy bajos (dosis altas, Tabla VI.1), se puede reducir el ancho de la boquilla al mínimo recomendable,  $0.25 \text{ m}$ , sin reducir el espesor y la velocidad.

Para dosis más allá de  $1 \text{ Mrad.}$ , este diseño no es recomendable<sup>(21)</sup> ya que habría que reducir el espesor óptimo de la cortina.

APENDICE I

El gasto a través de un canal abierto se puede medir mediante un vertedor, el cual consiste en una obstrucción en el canal, donde el líquido se acumula para después pasar sobre él.

Al medir la altura de la superficie del líquido aguas arriba del vertedor,  $H$  en la Fig.1, se puede determinar el gasto.

Los vertedores construídos de una hoja de metal o de otro material de tal manera que el chorro o lámina vertiente salte con libertad conforme deje la cara aguas arriba del vertedor, reciben el nombre de vertedores de cresta delgada.

El vertedor rectangular de cresta delgada, Fig.1, posee una cresta horizontal a partir de la cual se forma una lámina vertiente que se contrae tanto por arriba como por abajo.

Si se desprecian las contracciones, se puede deducir una ecuación para el gasto descargado.

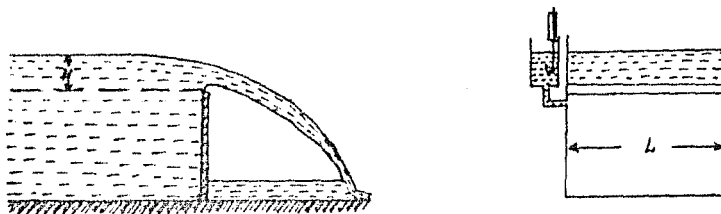


Fig.1.- Vertedor rectangular de cresta delgada.

El flujo sin contracciones toma la forma indicada en la Fig.2. En estas condiciones, la lámina se caracteriza por tener líneas de corriente paralelas, con la presión atmosférica actuando en todo

el campo del escurrimiento.

Al aplicar la ecuación de Bernoulli entre los puntos a y b de la Fig.2, obtenemos

$$H + 0 + 0 = \frac{v^2}{2g} + H - y + 0$$

donde se ha despreciado la descarga de velocidad en la sección a.

Despejando v,

$$v = \sqrt{2gy}$$

El gasto teórico  $Q_t$  es

$$Q_t = \int v \, dA = \int_0^H vL \, dy = \sqrt{2g} \, L \int_0^H y^{1/2} \, dy = \frac{2}{3} \sqrt{2g} \, LH^{3/2}$$

donde L es el ancho del vertedor y H es la altura del agua.

Los resultados experimentales indican que el exponente de H es correcto, pero que el coeficiente resulta muy grande.

Las contracciones y las pérdidas hacen que el gasto sea aproximadamente el 62% del gasto teórico, es decir,

$$Q = \begin{cases} 3.33LH^{3/2} & \text{en unidades inglesas} \\ 1.84LH^{3/2} & \text{en unidades SI} \end{cases}$$

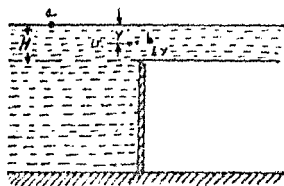


Fig.2.- Lámina vertiente sin contracciones.

Cuando el vertedor no se extiende completamente a lo ancho del canal, se presentan contracciones laterales, como se ilustra en la Fig.3.

Una corrección empírica para reducir el gasto, teniendo en cuenta

el efecto anterior, consiste en sustraer  $0.1 H$  de  $L$  en cada extremo del vertedor.

En estas condiciones, se dice que el vertedor de la Fig. 3 tiene suprimidas sus contracciones laterales.

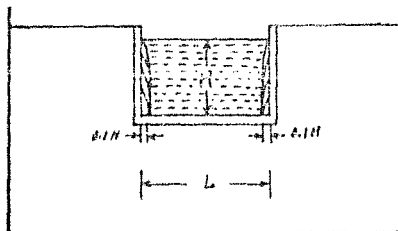


Fig.3.- Contracciones laterales en un vertedor rectangular.

## BIBLIOGRAFIA

- 1.-Cleland M.R. and Farrell J.P.; "Methods for Calculating Energy and Current Requirements for Industrial Electron Beam Processing"; Proceedings of the Fourth Conference on Small Accelerators; Nort Texas State University; Denton; Texas (1976).
- 2.-Spencer L.V.; "Energy Dissipation by Fast Electrons"; NBS Monograph 1 (1959); National Bureau of Standards; U.S. Department of Commerce; Washington, D.C.
- 3.-Berger M.J. and Seltzer S.M.; "Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons"; NASA SP-3012; (1964) National Aeronautics and Space Administration; Washington, D.C.
- 4.-Cross W.G.; "Variation of Beta Dose Attenuation in Different Media"; Phys. Med. Biol., 13, 611-618 (1968).
- 5.-Berger M.J.; "Distribution of Absorbed Dose Around Point Sources of Electrons and Beta Particles in Water and Other Media"; Jour. Nucl. Med., 9, Suppl.No.5, 5-23 (1971).
- 6.-Becker R.C., Bly J.M., Cleland M.R., Farrell J.P.; "Accelerator Requirements for Electron Beam Processing"; Radiation Physics and Chemistry, Vol.14, p.p 353-375; Pergamon Press LTD; 1979.
- 7.-Spinks J.W. and Wood R.J.; "An Introduction to Radiation Chemistry"; John Wiley and Sons, Inc.; New York, 1976.
- 8.-Evans R.D.; "The Atomic Nucleus"; Mc Graw Hill Book Company; U.S.A., 1972.
- 9.-Cember H.; "Introduction to Health Physics"; Pergamon Press; 1978.
- 10.-Siegbahn K.; "Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy". V.I.; -- North Holland Publishing Company; Amsterdam, 1974.

- 11.-Chase G.D. and Rabinowitz J.L.; "Principles of Radiosotope Methodology"; Burgess Publishing Company; Minneapolis, Minn.; - 1967.
- 12.-"Radiation Dosimetry: Electrons with Initial Energies between 1 and 50 MeV"; ICRU Report 21 (1972); ICRU Publications; P.O. Box 30165; Washington, D.C. 20014.
- 13.-Laughlin J.S.; "Electron Beams", Chapter 19 of Radiation Dosimetry, Vol.III; Second Edition (1969); Academic Press, New York.
- 14.-Cleland M.R., Fernald R.A. and Maleef S.R.; "Electron Beam Process Design for the Treatment of Wastes and Economic Feasibility of the Process"; High Voltage Engineering Corporation Burlington; Massachusetts 01803, U.S.A., 1984.
- 15.-Trump J.G.; "Energized Electron Tackle Municipal Sludge"; American Scientist, Vol.69
- 16.-Cleland M.R., Farrell J.P., Maluati R.L. and Mourgenstern K.H.; "Use of High Power Electron Beam Radiation for the Treatment of Municipal and Industrial Wastes"; Radiation Dynamics, Inc.; Westbury, N.Y.; U.S.A. 1975.
- 17.-Hay W.C.; "Pilot Plant Experience in the Treatment of Industrial and Municipal Waste Water by Means of Radiation Induced Oxidation"; International Purification Systems, Inc.; Atlanta, Ga.; U.S.A.
- 18.-Ballantine D.S.; "Alternative High Level Radiation Sources for Sewage and Waste Water Treatment"; Division of Biomedical and Environmental Research; U.S. Energy Research and Administration; Washington D.C.; U.S.A., 1975.

- 19.-Trump J.G., Wright K.A., Merrill E.W., Sinskey A.J., Shah D. y Sommer S.; "Prospects for High Energy Electron Irradiation of Waste Water Liquid Residuals"; MIT, Cambridge, Mass.; U.S.A., 1980.
- 20.-Masaaki Takehisa and Akihisa Sakamoto; "Radiation Treatment of Waste Water"; Takasaki Radiation Chemistry Research Establishment; Japan Atomic Energy Research Institute; Takasaki, Japan; 1981.
- 21.-Danforth J.L.; "High Energy Electron Treatment of Potable, Waste Water, Liquid Sludge and Composted Sludge"; Final Report to the International Atomic Energy Agency; Vienna, Austria, 1984.
- 22.-Cleland M.R.; "Calculation of Stream Flow Conditions for a Liquid Sludge Irradiation Process"; Report to Instituto de Física, UNAM, 1984.
- 23.-Alba A.F.; "Aceleradores de Partículas"; Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico, Departamento de Asuntos Científicos, Secretaría General de la O.E.A.; Washington, D.C. 1974.
- 24.-Brandán M.E.; Notas de Física: "Conceptos de Dosimetría y Microdosimetría", Vol.4, No.5; UNAM, Mex.; 1981.
- 25.-Gasca A.E.; "Cálculos del Blindaje y Producción de Ozono para un Acelerador de Electrones de 3 MeV y 15 mA"; Tesis Profesional, UNAM, Mex., 1981.
- 26.-Velázquez S.J.J.; "Aspectos Físicos de Irradiadores a Escala Industrial para la Esterilización de Productos Médicos y Farmacéuticos"; Tesis Profesional, UNAM; Mex. 1974.
- 27.-Buenfil B.A.E.; "Uso de Películas de Tinte Radiocrómico como -



- Dosímetros Secundarios"; Tesis Profesional, UNAM; Mex., 1982.
- 28.-Nekrasov, B.; "Hidráulica"; Editorial MIR; Moscú, 1968.
- 29.-Streeter L.V. y Wylie B.E.; "Mecánica de los Fluidos"; Mc Graw Hill; México, 1980.
- 30.-Soto B.N.; "Estudio de la Supervivencia de Bacterias Coliformes Presentes en Aguas Negras Tratadas con Radiación Ionizante"; Tesis Profesional, UNAM; Mex., 1986.
- 31.-Bethe H.A. and Ashkin J. in "Experimental Nuclear Physics"; - Vol. I y II; editor E. Segre; John Wiley and Sons; New York; - 1953.
- 32.-Heitler W.; "Quantum Theory of Radiation"; Oxford University - Press; Londres; 1954.
- 33.-Bethe H.A.; Proc. Cambridge Phil. Soc.; 30:p.524; (1934).
- 34.-Schiff L.L.; Phys. Rev.; 70:p.67L; (1946).
- 35.-Bethe H.A.; Handbuch der Physik; Julius Springer; Berlín; Vol. 24, p.237 (1933); Ann. Phys., 5,p.325, (1930); Z. Phys., 76, - P.293, (1932).
- 36.-Eddy E.C.; Proc. Cambridge Phil. Soc.; 75: p. 50; (1929).
- 37.-Varder R.W.; Phil. Mag.; 29: p. 725; (1915).
- 38.-Katz L. and Penfold A.S.; Rev. Mod. Phys.; 24: p. 28; (1952).
- 39.-Canizal S.C.; "Diseño de dos calorímetros adiabáticos de dosis, para electrones en el intervalo de energía de 1.5 a 3 MeV"; Tesis Profesional, UNAM; Mex., 1982.
- 40.-Nielson N.E.; "The Need for the Use of High-Level Radiation in Water Treatment"; Aqueonics, Inc.; IAEA-SM-001; 1975.