

2 ejm



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

UN SISTEMA DE ADQUISICION MULTIPARAMETRICO Y EL ESTUDIO DE LAS REACCIONES DEL TIPO (ALPHA,n).

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

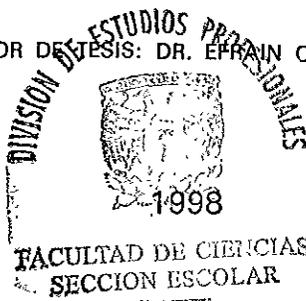
P R E S E N T A :

HUERTA HERNANDEZ ARCADIO



FACULTAD DE CIENCIAS U.N.A.M.

DIRECTOR DE TESIS: DR. EFRAIN CHAVEZ LOMELI



TESIS CON FALLA DE ORIGEN

26 0831



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVENIDA DE
MEXICO

M. en C. Virginia Abrín Batule
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
P r e s e n t e

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:
"Un Sistema de Adquisición Multiparamétrico y el Estudio de las Reacciones del
Tipo (alpha, n)"

realizado por HUERTA HERNANDEZ ARCADIO

con número de cuenta 8615582-9 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

DR. EFRAIN RAFAEL CHAVEZ LOMELI

Propietario

DR. JOSE JULIO EMILIO HERRERA VELAZQUEZ

Propietario

DR. JUAN JAIME VEGA CASTRO

Suplente

DRA. MARIA ESTHER ORTIZ SALAZAR

Suplente

DR. EDUARDO ANDRADE IBARRA

Consejo Departamental de Física

DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA
Coordinador de Licenciatura

FACULTAD DE CIENCIAS,
DEPARTAMENTO DE FISICA

Dedicado a mis Padres

Arcadio Huerta Rodríguez
Amalia Hernández de Huerta

Agradecimientos:

Quiero agradecer a la UNAM por el nivel de conocimientos y cultura que pone en nuestras manos, así también a la Facultad de Ciencias cuya magnífica planta docente que en ella labora merece mis respetos y reconocimiento.

Al Dr. Efraín Chávez por su apoyo, dedicación y paciencia en la dirección de este trabajo. Además de director de tesis, un gran amigo.

A la Dra. María Esther Ortiz, Dr. Angel Dacal, Dr. Eduardo Andrade por su colaboración y desempeño durante la realización de todo mi trabajo de investigación.

A todos los Investigadores del Departamento de Física Experimental quienes me brindaron su ayuda, abriéndome las puertas de sus laboratorios.

A el M. en C. Rafael Macias quien me enseñó a programar instrumentos virtuales.

A Karim, M. en C. Eustasio Pérez, Fís. Juan Carlos Pineda por ayudarme en los Aceleradores.

A Tere Cazares ya que sin ella el Departamento de Física Experimental estaría de cabeza.

En especial a:

Fís. Adrián Arturo Huerta (mi hermano) que sin su apoyo no habría logrado terminar la carrera.

Erika Castañeda que con su paciencia y dedicación me ayudo mucho a concluir la carrera.

Fís. Cesar Ruiz, Fís. Armando Flores por su amistad y consejos.

A mis compañeros del cubo Vanesa, Magdalena, Rubén, Oscar, Claudio, Luis Alberto y Lazaro por todos los viernes que la pasamos tan bien.

A los amigos del irc de dalnet y global, #mexico que me ayudaron a sentarme largas horas enfrente de la computadora.

Y finalmente

A mis primos Cris, Moni, Vero, Marthus, Tavo, Beto, Chuchi, Tere, Ale, Berthy, Ivan, Karen, Cuca.

Y todos mis Tios y mi Abuela María de Jesús.

Que me han enseñado, que es una Familia.

Contenido

1	Introducción.	3
2	Sistema de Adquisición de datos.	5
2.1	Computed Automated Measurement And Control (CAMAC).	6
2.2	General Purpose Interface Bus (GPIB)	6
2.3	Convertidor Analógico Digital. (AD811).	9
2.4	Convertidor de tiempo en una señal Digital (TDC 2228A)	10
2.5	Tarjeta interfase CAMAC-IBM/PC	10
2.6	Programación para la adquisición de datos.	11
2.6.1	Introducción a LabView.	11
2.6.2	Código gráfico de programación de LabView.	13
2.6.3	Bibliotecas Básicas CAMAC.	15
3	Sistema de extracción de señales de Tiempo de Vuelo	19
3.1	El método de tiempo de vuelo.	19
3.2	Sistema Pick-up capacitivo.	20
4	Determinación del Blindaje para el Detector de Neutrones.	23
4.1	Aislamiento de rayos gamma (γ 's).	23
4.2	Aislamiento de Neutrones.	23
4.3	Detector de Neutrones.	24
4.3.1	Prueba del detector (experimento 1).	25
4.3.2	Probando diferentes concentraciones de Boro en la Parafina (experimento 2).	27
4.3.3	Detector de neutrones blindado con plomo y parafina (experimento 3).	29
4.3.4	Cerrando la ventana de detección de neutrones (experimento 4).	29
4.4	Análisis de Resultados.	30
5	Determinación de secciones relativas.	35
5.1	Introducción	35
5.2	Tipos y energética de reacciones.	35
5.3	La Sección Eficaz.	37
5.4	Detección de neutrones.	38
5.5	Realización del Experimento.	40

5.5.1	${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$	41
5.5.2	${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$	46
5.5.3	${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$	51
5.6	Comparación de espectros de la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ a 0° y a 90°	58
6	Modelo de resolución de energía para el detector de neutrones.	62
6.1	Introducción	62
6.2	Modelo propuesto.	66
7	Conclusiones	69
7.1	Sistema multiparamétrico de adquisición de datos.	69
7.2	Sistema de extracción de señales de Tiempo de Vuelo	70
7.3	Determinación del Blindaje para el Detector de Neutrones.	70
7.4	Determinación de secciones relativas.	70
7.5	Modelo de resolución de energía para el detector de neutrones.	71
A	Estequiometría del Bórax Decahidratado ($\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$) Polvo.	72
B	Programa de simulación	73

Capítulo 1

Introducción.

Este trabajo se enmarca dentro del proyecto del grupo de física nuclear del IFUNAM de llevar a cabo en las instalaciones existentes en nuestro instituto medidas de secciones eficaces para procesos nucleares con aplicaciones tanto a la astrofísica nuclear como a la industria y contribuir al entendimiento mismo del núcleo. Este tipo de medidas requieren de instrumentación sofisticada con la que en gran medida no se cuenta y de ahí surge la motivación del presente trabajo para continuar el desarrollo local de los instrumentos que se necesitan en los laboratorios.

Cualquier experimento moderno en física nuclear requiere de un conjunto de elementos que podemos clasificar en:

- a) una fuente de partículas rápidas
- b) un lugar en el que ocurre la reacción a estudiar
- c) el sistema de detección de los productos de reacción
- d) el sistema que maneja la información proveniente de los detectores y la organiza.

El IFUNAM ya cuenta con cuatro aceleradores de partículas, lo que nos provee de una gran variedad de partículas aceleradas a diferentes velocidades. Los incisos b y c anteriores, dependen fuertemente del tipo particular de estudio que se plantee. Incluye el desarrollo de blancos, cámaras de dispersión, detectores y en general electrónica modular para el manejo de las señales producidas por los detectores. Aunque en el IFUNAM se cuenta con un amplio conjunto de detectores, la especificidad de cada experimento necesita de desarrollos continuos en este campo. En cuanto a blancos, la situación es todavía más específica, difícilmente un blanco puede ser utilizado en dos experimentos diferentes, a menos de que se trate de una secuencia. Es el inciso d, el que resulta de aplicabilidad general a todos los experimentos y es precisamente ahí donde en el IFUNAM se tiene una marcada carencia ya que tradicionalmente el trabajo realizado alrededor de los aceleradores en nuestros laboratorios involucran únicamente la detección de un producto de reacción por evento, los sistemas de adquisición pueden simplificarse enormemente. De ahí que se ha optado por sistemas comerciales muy eficientes que resuelven el problema de la adquisición de un parámetro por evento de manera simple y rápida. El manejo de más de un parámetro por evento plantea, sin embargo, un problema totalmente diferente y no teníamos forma de enfrentarlo. Este es uno de los principales planteamientos del presente trabajo.

Las aplicaciones de este tipo de sistemas de adquisición han resultado inmediatas y fructíferas, en el caso particular del presente sistema, ha contribuido ya a una publicación [J. Gomez del Campo] e incluso en pleno desarrollo, contribuyó a la conclusión de una tesis de licenciatura en física [Villarreal].

En este trabajo se incluye además, como un ejemplo más de las aplicaciones posibles del sistema de adquisición desarrollado, los primeros resultados, prácticamente cualitativos en su totalidad, de experimentos tendientes a llevar a cabo medidas de reacciones que inducen producción de neutrones rápidos, incluyendo los cálculos y construcción de un artefacto para extraer señales de tiempo de un haz pulsado y los cálculos y medidas previas a la construcción del blindaje de un detector de neutrones. Estos últimos con el objetivo de llevar a cabo medidas de reacciones (α, n) , en donde se requiere la identificación de los neutrones y la medida de su energía, que requiere a su vez de un sistema que nos permita medir el tiempo de vuelo de los neutrones desde que son producidos hasta que son detectados. Algunas de estas medidas tienen aplicación inmediata en la industria del almacenamiento de desechos radioactivos y en astrofísica nuclear.

Se presenta también, como parte del análisis de los experimentos de tipo (α, n) , un modelo matemático que reproduce muy cercanamente, la forma de los espectros de altura de pulso obtenidos en nuestro detector de neutrones, mediante una simulación Monte Carlo.

Capítulo 2

Sistema de Adquisición de datos.

El desarrollo de la tecnología ha llevado a la sofisticación de los nuevos experimentos de laboratorio. En el caso de la física nuclear, éstos se llevan al cabo principalmente, alrededor de aceleradores de partículas que producen haces de iones positivos o negativos con flujos entre 10^8 y 10^{13} partículas por segundo, con energías entre 10^3 y 10^7 eV. Al ocurrir una colisión nuclear, pueden producirse entre 2 y 10^2 fragmentos. A cada fragmento detectado se le puede determinar su carga, masa, energía y dirección de movimiento. Dependiendo del experimento, se manejan entre uno y una decena de parámetros por partícula detectada en el sistema de detección.

Además en un experimento de física nuclear, el número de eventos de interés producidos por segundo, puede variar dependiendo de las condiciones, desde prácticamente cero hasta varios miles.

Se plantea el problema del manejo del flujo de información provenientes de nuestros sistemas de detección. En particular en el caso que se trata de tasas de producción "altas". Por ejemplo en el caso de un experimento típico actual, se manejan del orden de 1000 eventos por segundo. Cada evento trae información de una veintena de partículas detectadas para un total de 100 parámetros por evento. Es decir 10^5 parámetros por segundo. Manejar éste nivel de flujo de información sólo ha sido posible gracias a las computadoras modernas y el desarrollo de la electrónica digital apropiada. En estos experimentos, se convierte cada señal analógica a digital, típicamente en 12 o 16 bits de código (2 bytes) y requieren comunicaciones capaces de transferir entre cien mil y un millón de bytes por segundo (o más en algunos casos). Otro problema es el almacenamiento de información. A digamos 200,000 bytes/s se generan 720 MBytes por hora !!! en un experimento completo (una semana de haz) podemos esperar reunir del orden de 100 GBytes de datos para su posterior análisis. (Computer Automated Measurement And Control (CAMAC), surge como una de las más exitosas respuestas al problemas mencionado, utilizando éste estándar y un *chasis*, un convertidor Analógico Digital (AD), una tarjeta interface PC-CAMAC y una computadora *Pentium* se desarrolló en el Instituto de Física de la UNAM un sistema de adquisición de datos multiparamétrico.

Entre las aplicaciones futuras inmediatas a éste tipo de sistemas de adquisición, se encuentran los experimentos propuestos para el laboratorio del Acelerador Van der Graaff de reacciones del tipo (α, n) así como aquellas a realizarse en el *Peletrón* de éste mismo instituto, como por ejemplo las reacciones $(p, p\gamma)$. En todos estos casos es necesario poseer un sistema que permita adquirir

eventos que contienen múltiples parámetros sin perder su correlación.

El sistema de adquisición de datos consiste principalmente de un *chasis* CAMAC con los siguientes módulos CAMAC (configuración mínima): Un Convertidor Analógico Digital *AD811* (ADC), un convertidor de tiempo en señal digital *TDC2228A* (TDC), un controlador para enlazar a la computadora con el *chasis* CAMAC y éste a su vez con los módulos ADC y TDC. La computadora que controla el sistema de adquisición tiene un procesador *Pentium* 133Mhz, con 16 *Megabytes* de memoria y un disco duro de un *Gigabyte*. El lenguaje empleado para el programa de control y adquisición es *LabView de National Instruments* que tienen la peculiaridad de ser un lenguaje de programación gráfico. Lo que facilita la adquisición tanto como el despliegue de los datos adquiridos.

2.1 Computed Automated Measurement And Control (CAMAC).

CAMAC [Clout] es un estándar de comunicación entre aparatos electrónicos. En principio cualquier artefacto que cumpla este estándar puede ser conectado, incluyendo periféricos comunes para computadoras como discos, terminales, impresoras, etc. En la práctica éste es muy utilizado para adquisición de datos y control.

El estándar básico (IEEE 583) define al *chasis*, Bus de comunicación, y módulos. El *chasis* alberga los módulos y los provee de energía. El Bus de comunicación provee los medios por el cual se va a controlar, situado en *chasis*, está habilitado para transferir información de datos y control a los módulos instalados en ese *chasis*. Con éste estándar, uno puede encadenar uno o más *chasis* conectados a la computadora. El estándar utilizado se describe en la tabla 2.1.

2.2 General Purpose Interface Bus (GPIB)

Inicialmente en el sistema de adquisición de datos se utilizó GPIB [GPIB-PC] que es un enlace, o Bus, o interfase a través del cual se interconectan artefactos electrónicos para su comunicación.

Las funciones GPIB-PC son de alto y de bajo nivel, con éstas se comunica con artefactos de control en el GPIB.

Create CAMAC .

Este es un panel o *chasis* en el cual se pueden insertar módulos con estándar CAMAC y éstos pueden ser controlados a través del controlador 8901A o como en nuestro caso a través de la tarjeta interfase CAMAC-IBM/PC.

Interfase CAMAC A GPIB modelo 8901A.

La interfase modelo 8901a es un módulo CAMAC, el cual a través de la GPIB se tiene acceso a los módulos conectados en el *chasis*.

CAMAC es un estándar internacional para instrumentos con módulos el cual fue definido por ESONE Committee y el IEEE (estándar #583). Estas funciones nos proveen del medio por el cual se tiene acceso a los instrumentos modulares que pueden ser accedidos por los multireceptáculos, del CREATE y de la interfase a la computadora.

	Standard Dataway	
Titulo	Designación	Usa en modulo
Command		
Station number	N	Selecciona el Modulo del Crate
Subaddress	A1,2,4,8	Selecciona la sección del modulo
Funcion	F1,2,4,8,16	Define la función asignada al modulo
Timing		
Strobe 1	S1	Controla la primera fase de la operación
Strobe 2	S2	Controla la segunda fase
Data		
Write	W1 to W24	Lleva información a el modulo
Read	R1 to R24	Toma información de el modulo
Status		
LAM	L	Indica que se solicita atención en un modulo
Busy	B	Indica que la operación en el dataway esta en progreso
Response	Q	Indica el estado de la opcion seleccionada por un comando
Command accepted	X	Indica que el modulo esta disponible para un comando
Common Controls		
Initialize	Z	Coloca al modulo en el estado definido
Inhibit	I	Desabilita opciones durante la se al
Clear	C	Limpia los registro acompañado de S2 y B
Nonstandard Connections		
Free bus lines	P1,P2	Para usos no especificados
Path Contacts	P3 to P5	Para iterconexiones no especificadas
Mandatory Power Lines		
+24 V dc	+24	
+6 V cd	+6	
-6 V cd	-6	
-24 V cd	-24	
0 V	0	Power return
Additional Power lines		
+12 V dc	+12	
-12 V dc	-12	
Clean Earth	E	Tierra de Referencia
Supplementary (-6 V y +6 V)	Y1, Y2	
Reserved	sin designacion	

Tabla 2.1: En esta tabla se muestra el standard CAMAC.

Una simple lista de comandos vía GPIB es transferido en el 8901A. Selecciona un instrumento modular dentro del *chasis* CAMAC eligiendo una subdirección en el módulo y estableciendo una función de (leer, escribir, controlar).

El 8901A puede programarse para hacer transferencias de bloque de todos los datos que entran a los módulos CAMAC al GPIB receptor utilizando comandos intermedios.

ESPECIFICACIONES.

Registros internos. Los registros en el 8901A son secuencialmente cargados con datos, después éstos pueden ser ordenados para entrar en modo "listen" por el GPIB controlador de sistema. Estos registros almacenan toda la información necesaria (F,A,N,W,C,Z,I) para generar ciclos estándar CAMAC.

El primer byte recibido por la interfaz después de haber entrado en modo listen contiene solamente una función CAMAC (F CODE) o información de control. El segundo y los bytes secuenciales aceptan respectivamente la subdirección CAMAC (A CODE), el número de estación (N CODE) y tres bytes de datos escritos por el CAMAC.

Cada uno de estos registros tiene la información. Esta información es retenida hasta que es modificado o es apagado.

Ciclos CAMAC. Un ciclo CAMAC es ejecutado cada vez que el 8901A es ordenado entrar en modo "talk" y el service request no está pendiente. Al final de un ciclo CAMAC un DAV (Data Valid) puede ser aceptado. Cada vez que un byte es aceptado un nuevo byte está disponible. Cuando no hay más datos disponibles el 8901A habilita una End of Identity (EOI).

Clear Initialize and Inhibit. El 8901A puede ser programado para generar señales de Clear (C), Initialize (Z), o Inhibit (I) en el dataway (se encuentra en el interior del create y son los cables por los que circulan las señales) cuando un ciclo CAMAC es ejecutado. Los registros C y Z son limpiados antes del siguiente ciclo CAMAC. El registro Inhibit puede ser removido hasta que el programa termine.

Modo de transferencia en bloque. El 8901A puede ser programado a modo de transferencia en bloque de alta velocidad de palabras de 8,16 o 24 bits de los módulos CAMAC con lectura. Siguiendo el direccionamiento de los módulos y el apropiado byte de control. Un comando Talk puede comenzar el 8901A a leer uno, dos o tres bytes de datos y automáticamente inicializar otro ciclo CAMAC. Aproximadamente 2 microsegundos después (un retardo programado de 40 microsegundos puede ser usado para módulos lentos) un nuevo dato está disponible para leer. Los ciclos CAMAC continúan su ejecución hasta que $Q=0$ (memoria agotada) condición que causa que el 8901A pare la ejecución del ciclo CAMAC y salga del modo de transferencia.

Service Requests (SRQ). El 8901A viene con un Service Requests cuando el LAM(Look at Me) es colocado por un módulo CAMAC, o cuando una ciclo CAMAC es ejecutado y $Q=0$ o $X=0$ la respuesta es detectada.

Talk	Indica cuando el 8901A esta "Habiendo."
Listen	Indica cuando el 8901A esta "Escuchando"
Sqr Enable	Indica cuando e 8901A ea capacitado para llevar a cabo el Service Requests
X Response	Indica un comando valido fue aceptado en el mainframe
Q Response	Indica cuando una es transferido un dato valido o es valido un test dentro del mainframe.
Look-At-Me	Indica cuando los módulos CAMAC son colocados en LAM (a Service Requests)
Inhibit	Indica cuando el dataway es inhibido.

Tabla 2.2: Leds del Panel.

Serial Poll Cuando el 8901A es encuestado, envía arriba de cinco bytes de status de control terminando la encuesta después que el controlador lea el byte de status. Para que LAM- genere el Service Resquest, el LAM deber estar limpio o deshabilitado antes que la encuesta sea tomada de otro modo otro Service Requests es de inmediato emitido.

Debido a que en el sistema GPIB teniamos que pasar por su estándar la adquisición de datos se hacia muy lenta con tasas de conteo muy bajas (hasta unos 400 eventos/s) por lo que se decidió desechar la tarjeta GPIB y utilizar la tarjeta interface CAMAC-IBM/PC ya que ésta sólo se tiene que dirigir a una dirección de memoria tanto para adquirir o para programar los módulos CAMAC lo cual aumenta por mucho las tasas de conteo (hasta 2500 eventos/s).

2.3 Convertidor Analógico Digital. (AD811).

El Convertidor analógico digital es el medio por el cual los datos que son pulsos eléctricos de distintos voltajes se digitalizan. El AD811 [AD811] contiene ocho canales de conversión analógica a digital en un solo módulo CAMAC, el módulo está diseñado para aceptar señales bipolares y unipolares en el intervalo 0 a +2 V. con duraciones mayores a 50ns, en las entradas marcadas 0-7.

El *strobe* o *señal de sincronía* acepta estándar, NIM (señal rápida negativa lógica de -2 V con tiempo mayor que 5ns. de duración) para iniciar la conversión. *Clear* acepta estándar NIM para abortar la conversión y reiniciar la escala de registros.

Los códigos CAMAC se muestran en la tabla 2.3

Función F(x)	Dirección A(k)	Descripción
0	k=0 a 7	Leer registros
2	k=0 a 6	Leer registros
2	7	Leer registro 7 y limpiar todos los registros, busy y LA;
8	12	Probar el LAM y LAM=Q
10	12	Limpiar LAM.
11	12	Limpiar todos los registros, busy y LAM.
24	12	Desabilitar el LAM
25	k=0 a 7	Prueba todos los registros. Mide un voltaje de referencia todas la secciones.
26	12	Habilita el LAM.
27	12	Prueba el busy, busy=Q.

Tabla 2.3: Códigos CAMAC para el AD811.

2.4 Convertidor de tiempo en una señal Digital (TDC 2228A)

Este módulo [TDC 2228A] tiene ocho canales independientes, cada uno de los cuales mide el tiempo de de inicio de un pulso (*start*) común, hasta llegar el inicio de un pulso en los canales individuales de (*stop*). Cada canal desecha los pulsos *stop* recibidos antes de un pulso *start* y sólo acepta un *stop* por cada señal *start*.

La conversión comienza cuando es recibida la señal de *start* y continúa hasta que suceda alguno de los siguientes casos: una señal *stop* es recibida, el ciclo es terminado por una señal *clear*, o que el digitalizador se sature.

Los códigos CAMAC se muestran en la tabla 2.4.

Función F(x)	Dirección A(k)	Descripción
0	k=0 a 7	Leer registros
2	k=0 a 6	Leer registros
2	7	Leer registro 7 y limpiar todos los registros, <i>busy</i> y LA;
8	k=0 a 7	Probar el LAM y LAM=Q
9	k=0 a 7	Limpia el modulo y el LAM
10	k=0 a 7	Limpia LAM.
24	k=0 a 7	Desabilitar el LAM
25	k=0 a 7	Prueba el modulo.
26	k=0 a 7	Habilita el LAM. Recuerde habilitar hasta que Z o F(24) sean aplicadas.

Tabla 2.4: Códigos CAMAC para el TDC2228A.

El módulo tiene 8 canales de entrada, los niveles de entrada son del tipo NIM, tiene 3 intervalos de tiempo los que se ajustan a un lado del módulo los cuales son 50psec, 100psec, 250 psec, por canal.

2.5 Tarjeta interfase CAMAC-IBM/PC

La tarjeta ocupa en la computadora las direcciones (hex) desde la 240 hasta la 24f (16 en total).

Las primeras 15 direcciones corresponden a los registros del controlador CAMAC, la última (24f) al registro de control de la propia tarjeta, en la tabla 2.5 se muestran las 16 direcciones y su descripciones.

Los registros 240-246 son de sólo escritura

Los registros 248-24C son de sólo lectura

Cualquier operación dirigida al registro 247 provoca el inicio del ciclo CAMAC.

En general, para ejecutar un comando CAMAC, es necesario cargar los registros 243,244,245 y 240-242, posteriormente iniciar el ciclo dirigiéndonos a la dirección 247.

Para ejecutar Zero o Clear se carga primero el registro 246 y posteriormente se indica el ciclo dirigiéndose a la dirección 247.

El registro 248 contiene información relacionada con la última operación realizada. Las líneas L16-L1 contienen información (en binario) sobre la estación de más prioridad que activó el Look At Me (LAM).

El bit L es igual a cero si en el create hay al menos un pedido más LAM.

El registro 24C es el del estado del controlador.

AC-se hace cero cuando comienza el ciclo CAMAC y uno cuando éste finaliza.

Dirección (en hex)	Datos								Descripción
	D7	D6	D5	D4	D3	D2	D1	D0	
240	W24	W23	W22	W21	W20	W19	W18	W17	Byte alto de datos
241	W16	W15	W14	W13	W12	W11	W10	W9	Byte intermedio
242	W8	W7	W6	W5	W4	W3	W2	W1	Byte bajo de datos
243	-	-	-	-	A8	A4	A2	A1	Subdirección
244	-	-	-	F16	F8	F4	F2	F1	Función
245	-	-	-	N16	N8	N4	N2	N1	Estación
246	-	-	-	-	-	I	C	Z	
247	-	-	-	-	-	-	-	-	Start del ciclo
248	L	L16	L8	L4	L2	L1	X	Q	LAM,X,Q
249	R24	R23	R22	R21	R20	R19	R18	R17	Byte alto de datos
24A	R16	R15	R14	R13	R12	R11	R10	R9	Byte intermedio
24B	R8	R7	R6	R5	R4	R3	R2	R1	Byte bajo de datos
24C	-	-	-	-	-	A0	A1	AC	Status
24D	-	-	-	-	-	-	-	-	-
24E	-	-	-	-	-	-	-	-	-
24F	RE	GIS	TRO	DE	CON	TROL	DE	LA	TARJETA

Tabla 2.5: Direcciones de la tarjeta CAMAC-IBM/PC.

A0- se pone a uno si el controlador esta ONLINE.

A1- se pone a uno si se activa la línea L en el *chasis*.

El registro de control de la tarjeta (24F) se utiliza fundamentalmente para programar el intercambio de información con el *chasis* a través de Direct Memory Acces (DMA) y nos interesan solamente los bits D4 y D5 que establecen el número de controlador activo (en nuestro caso es 1).

2.6 Programación para la adquisición de datos.

2.6.1 Introducción a LabView.

Este programa [labviewUser] es un lenguaje de alto nivel, como C o como Basic. Lo que lo hace diferente es que ya que no es necesario escribir ningún código fuente basado en texto. LabView utiliza un lenguaje de programación gráfico (G) para crear programas en forma de un diagrama de bloques.

LabView, como C o Basic es un sistema de programación de propósitos generales con una extensa biblioteca y funciones para cualquier tarea de programación.

Este lenguaje incluye biblioteca de adquisición de datos, GPIB, instrumentos de control seriales, análisis de datos, presentación de datos y almacenaje de datos.

El ambiente de LabView incluye herramientas de programación convencionales como, colocación de puntos de paro, animación de la ejecución del programa para observar el flujo de los datos a través del programa, y hacerlo paso a paso para realizar una depuración mas fácil del programa a desarrollar.

En LabView los programas son llamados instrumentos virtuales (VIs) debido a que la apariencia y la operación puede imitar a la de un instrumento real.

LabView tiene dos áreas de trabajo:

- El Front Panel figura 2.1 es la ventana de la interfase del usuario con el VI donde se colocan los controles de adquisición, resultados y gráficas.

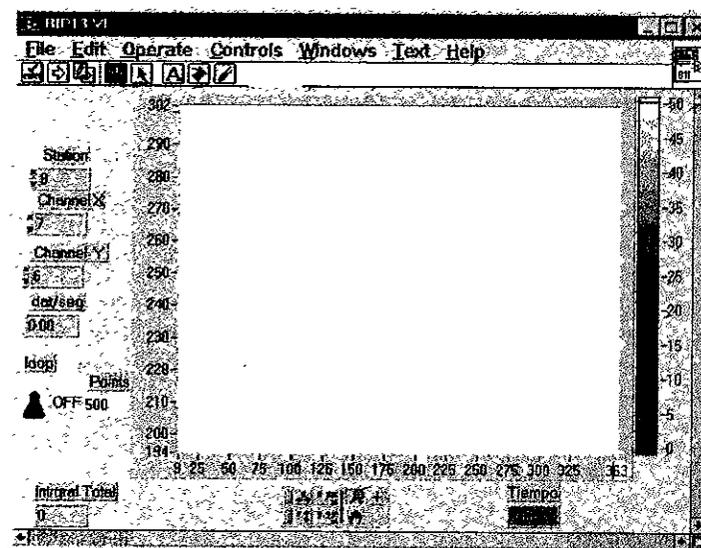


Figura 2.1: Front Panel, donde se encuentran los controles e indicadores para el usuario.

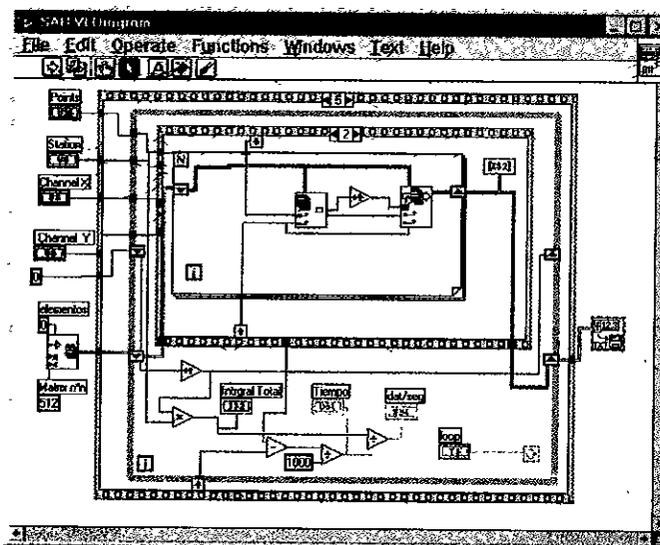


Figura 2.2: Block Diagram, en esta área se coloca el código gráfico del programa.

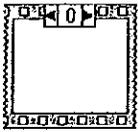
- El Block Diagram figura 2.2 es la ventana que contiene el diagrama de bloques del VI, que es el código fuente gráfico del VI. El diagrama de bloques se elabora *conectando* objetos que envían y reciben datos, ejecutando funciones específicas, y controlando el flujo de la ejecución.

2.6.2 Código gráfico de programación de LabView.

Este código gráfico se maneja de una manera muy similar a lo que fuera un diagrama de flujo en el que tenemos dos áreas. En el área de Front Panel figura 2.3 es donde se colocan los indicadores y los controles. Por ejemplo para hacer una suma de $A+B$ y una resta $A-B$ el Front Panel se vería como se muestra en la figura 2.3.

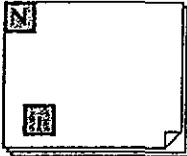
Como se puede observar en la figura 2.4 los datos de A y B fluyen a través de los alambres y estos están *soldados* a la función de suma y a la de resta el resultado sale en el alambre de salida de la función la cual se conecta en las ventanas indicadoras donde se presenta el resultado.

Los comandos que se utilizaron para el desarrollo del Sistema de Adquisición Biparamétrico (SAB) son los siguientes, presentados de acuerdo al flujo del programa.



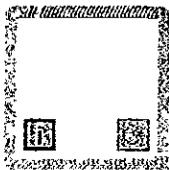
Secuencia

Esta herramienta nos sirve para poner dentro de ella comandos que requieran seguir una secuencia. En el caso del SAB se colocaron comandos como el create-set, zero, habilitar el LAM, limpiar los canales del ADC y tomar el tiempo éste tipo de herramienta se puede anidar es decir poner una dentro de otra, que es lo que se hizo en la secuencia principal del SAB.



For loop

Este comando nos ejecuta N veces los comandos que se encuentren dentro de ella en el caso del SAB dentro del loop se colocó una prueba del LAM y la lectura de los dos canales del ADC esto se hace el número de veces que indique el campo de puntos que se encuentra en el Front Panel.



While loop

Este comando se ejecuta hasta que se cumpla alguna condición en el caso del SAB esta condición es que exista LAM lo que nos garantiza que hay datos que leer en el ADC.

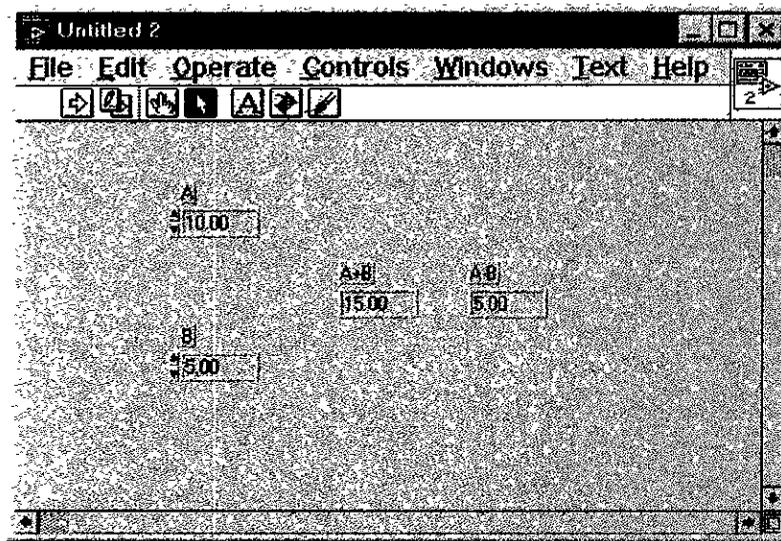


Figura 2.3: Ejemplo del Front Panel

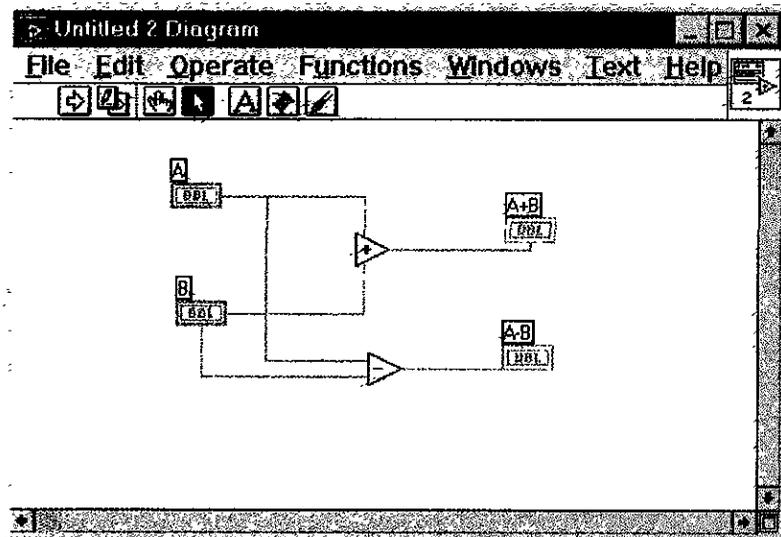
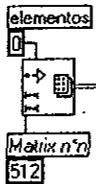


Figura 2.4: Ejemplo del Block Diagram



Initialize Array

Reserva el espacio en memoria de un arreglo en nuestro caso una matriz de 512×512 de ceros para posteriormente llenar esta matriz con un espectro de dos dimensiones.



Index Array

Regresa el elemento solicitado del arreglo por ejemplo en el SAB regresa el valor de la coordenada (x,y) de la matriz.



Replace Array

Reemplaza el valor del elemento al cual está apuntando el índice, en nuestro caso se le va a sumar 1 al valor anterior de esta manera se esta formando el espectro de dos dimensiones.



Write to spreadsheet file

Este comando guarda en disco una colección de números, por ejemplo un espectro de una o dos dimensiones en formato de hoja de cálculo (ascii).

Wires

Los cables (*wires*) tienen diferente color, esto es debido a que el dato que estos "conducen" es de diferente representación. Por ejemplo los datos enteros conduce un cable azul los datos con doble precisión los conduce un cable rojo, los vectores un cable más grueso y los arreglos un cable doble.

2.6.3 Bibliotecas Básicas CAMAC.

Primero se desarrollaron las bibliotecas básicas todas ellas basadas en la tabla 2.5 de direcciones para comunicarse a la tarjeta CAMAC-IBM/PC en el lenguaje LabView las cuales son:



A Carga el valor de la subdirección dentro del módulo.
Parametros: Subaddress.



C Realiza un ciclo Clear (C) en el crate seleccionado. No tiene parámetros sólo ejecuta el Clear.



Camdi_16

Ejecuta una función de lectura con el valor previo de N, A y F y devuelve el valor (16 bits) de los datos leídos. Indicadores (flags): Data_16, QResult. XResult.



Camdi_24

Ejecuta una función de lectura con el valor previo de N, A y F y devuelve el valor (24 bits) de los datos leídos. Indicadores (flags): Data_24, QResult.

Cami
16 bit

Cami_16 Carga los valores de N, A y F para una función de lectura, ejecuta la función y devuelve el valor (16 bits) de los datos leídos. Parámetros: Station, Subaddress, Function. Indicadores (flags): Data_16, QResult.

Cami
24 bit

Cami_24 Carga los valores de N, A y F para una función de lectura, ejecuta la función y devuelve el valor (24 bits) de los datos leídos. Parámetros: Station, Subaddress, Function. Indicadores (flags): Data_24, QResult.

Camo
16 bit

Camo_16 Carga los valores de N, A y F para una función de escritura de datos de 16 bits.

Camo
24 bit

Camo_24 Carga los valores de N, A y F para una función de escritura de datos de 24 bits.

c#


crate_set Establece el número del controlador activo en el sistema. Se inicializa por definición en 1.

DO

Do_camac Realiza un ciclo CAMAC y espera hasta que este concluya.

DO
(a)

Do_camac_Q Realiza un ciclo CAMAC, espera a que este concluya y retorna el estado de Q.

DO
(a,x)

Do_camac_QX Ejecuta un ciclo CAMAC y devuelve los valores de Q y X.

DO
(x)

Do_camac_X Realiza un ciclo CAMAC, espera a que este concluya y retorna el estado de X.

F

F Carga el valor de la función dentro del módulo.

Ioff

inhoff Realiza un ciclo Zero (Z) en el crate seleccionado. Comprueba el estado LAM del crate y devuelve el número del módulo de más prioridad que activó la línea L.

Wr
D-high

Load_Data_high Carga el valor del byte alto del dato.

Wr
D-low

Load_Data_low Carga el valor del byte bajo del dato.

Wr
D-med

Load_Data_med Carga el valor del byte medio del dato.

N

N Carga el valor de la estación o módulo de trabajo.

NAF

NAF Carga los valores de N, A y F en los registros correspondientes.

On line	online Comprueba si el crate está en línea con la computadora.	Rd D-high	Read_Data_high Devuelve el valor del byte alto del dato.
Rd D-low	Read_Data_low Devuelve el valor del byte bajo del dato.	Rd D-med	Read_Data_med Devuelve el valor del byte medio del dato.
Z zero	Z Realiza un ciclo Zero (Z) en el crate seleccionado.	LAM	LAM Comprueba el estado del LAM del crate y devuelve el número del módulo de más prioridad que activo la línea L
Ion	Ion Realiza un ciclo Zero (Z) en el crate seleccionado		

Una vez desarrolladas la bibliotecas se desarrolló el programa de adquisición de datos basado en el diagrama de flujo figura 2.5

Uno de los principales problemas fue el arreglo de una matriz de 2048x2048 la que ocupa mucho espacio en memoria y debido a las limitaciones de memoria en la PC se decidió comprimir los espectros en un factor 16 lo cual da una matriz de 512x512 que es más fácil de manejar y en modo ascii ocupa 1.5 megabytes.

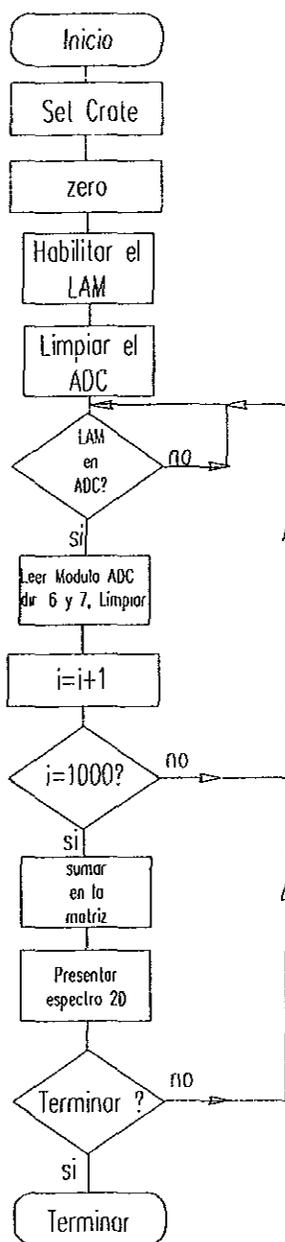


Figura 2.5: Diagrama de flujo del SAB

Capítulo 3

Sistema de extracción de señales de Tiempo de Vuelo

Ante la perspectiva de iniciar un proyecto de investigación basado en la detección de neutrones, se ha planteado la necesidad de contar con un sistema que posea la habilidad de detectarlos, identificándolos y medirles su energía, con la mejor precisión posible.

La identificación de los neutrones posee diversos problemas y existen varios métodos propuestos para lograrla. Uno de ellos es mediante la técnica de tiempo de vuelo, que se describe en este capítulo. Otro más, consiste en el análisis de la forma del pulso eléctrico extraído de algunos detectores, principalmente centelleadores orgánicos. Esta segunda técnica se describe brevemente en el capítulo 5 y actualmente se utiliza rutinariamente en el Instituto de Física.

La determinación de la energía de los neutrones, una vez identificados, resulta un problema adicional, pero que, como vamos a mostrar puede ser atacado igualmente con la técnica de la medida del tiempo de vuelo.

3.1 El método de tiempo de vuelo.

En el estudio de reacciones nucleares donde tenemos varios tipos de partículas producidas en la reacción, es necesario utilizar un sistema de detección que permita la identificación o discriminación de las mismas. Un método usado consiste en medir simultáneamente la energía de la partícula, E , y el tiempo de vuelo, t , que toma a la partícula recorrer una distancia d .

En efecto, si tomamos el límite no relativista se puede demostrar que:

$$t = 72.3d(m/E)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.1)$$

donde t está medido en nsec, d en m y E en MeV respectivamente. m es el número de masa de la partícula. El producto Et^2 para una d depende de la masa solamente y por lo tanto puede ser usado como base para la identificación de masas sobre una gran rango de energía [E. Blignaut et al.]

$$E = 5227.3 \frac{m}{t^2} d^2. \quad (3.2)$$

Alternativamente, si se dispone de un método adicional para identificar a la partícula en cuestión, es decir se conoce su masa, la fórmula anterior muestra que se puede entonces utilizar este método para determinarle su energía.

El tiempo de vuelo puede ser medido en dos formas: medir el tiempo de vuelo de la partícula entre dos detectores o bien un solo detector utilizado en conjunción con un acelerador pulsado.

3.2 Sistema Pick-up capacitivo.

El sistema Pick-up capacitivo se desarrolla para obtener señales de tiempo en el camino de un haz pulsado en el acelerador de 5.5 MV del Instituto de Física de la UNAM, la línea del acelerador consiste en un ducto de aluminio de diámetro de 2" que tiene una cámara de rayos X que aprovechamos para insertar el Pick-up, ya que esta cámara tiene unos atravesadores tipo BNC. El Pick-up consiste en dos tubos de bronce montados coaxialmente aislados con acrílico, y dos iris conductores [W. C. Parkinson et al.] [L. Beackman et al.] [W. Scheck et al.].

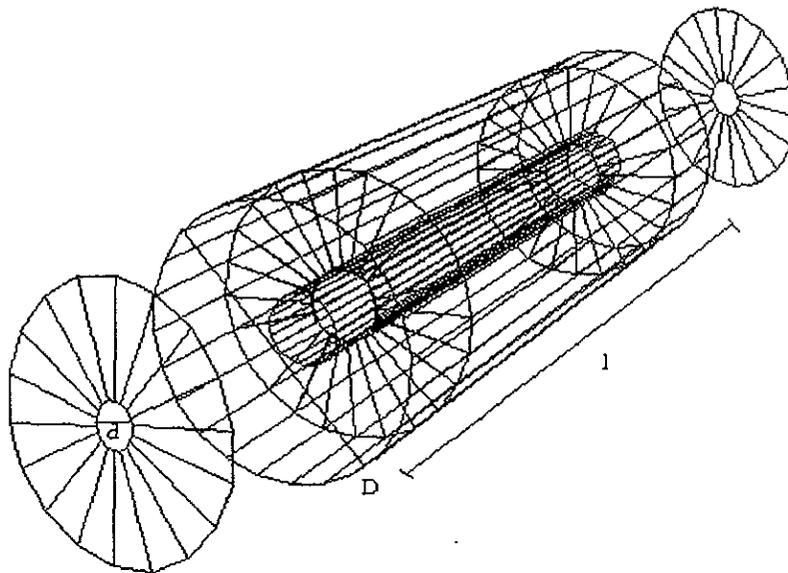


Figura 3.1: El Pick-up consiste en dos tubos de bronce montados coaxialmente aislados con acrílico, y dos iris conductores

$$\text{cuyas dimensiones son: } \left\{ \begin{array}{l} l = 16\text{cm} \\ D = 5.11\text{cm} \\ d = 1.4\text{cm} \end{array} \right\}$$

El haz pulsado del acelerador se hace pasar por el eje del sistema e induce una carga en él.

Para predecir su funcionamiento podemos hacer los siguientes cálculos suponiendo que: el ciclo del haz es corto, comienza con una forma triangular con un ancho de $t_p \approx 2\text{ns}$ de base con una frecuencia de 1Mhz , de donde el período $T = 1\mu\text{s}$, la corriente típica promedio para el

haz pulsado que se empleó para el cálculo es de $I_p \approx 0.2\mu A$ por lo que se requiere una corriente continua I_o equivalente de:

$$I_o \approx \frac{I_p 2T}{t_p} = 0.2mA. \quad (3.3)$$

La carga por cada pulso es:

$$Q_p = I_o \frac{1}{2} t_p = 0.2pC, \quad (3.4)$$

y el paquete de partículas viaja a una razón de

$$\beta = \left(\frac{v}{c}\right) \approx \left(\frac{2T}{E_0}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 0.15. \quad (3.5)$$

Cada pulso de haz se extiende espacialmente $S = vt_p \approx 9cm$ por lo que siempre que la longitud del cilindro interno sea grande comparado con S , cada pulso induce una carga $-Q$ en la superficie interna del cilindro y siempre que la constante de tiempo asociada con la capacitancia sea grande comparada con $\frac{1}{v}$ tendrá una carga $+Q$ en la superficie exterior.

Los tiempos de subida y caída del potencial a través de la capacitancia C [Jackson John David]:

$$C = \frac{0.2416l}{\log\left(\frac{D}{d}\right)} pF = 6.8pF, \quad (3.6)$$

pueden ser relativamente grandes si el proceso de inducción comienza cuando la carga se aproxima desde el infinito.

Estos tiempos pueden ser reducidos si se insertan iris en la línea para apantallar al cilindro interior del campo eléctrico de la carga hasta que alcance una distancia d' donde d' [W. C. Parkinson et al.] es igual al diámetro del iris.

El preamplificador que nos proponemos probar es un preamplificador sensible a la carga Ortec 142A cuyo circuito equivalente se muestra en la figura 3.2.

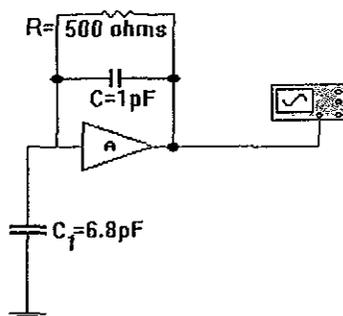


Figura 3.2: Circuito equivalente al preamplificador sensible a la carga Ortec 142A

El cual, en nuestro ejemplar debe dar un pulso de salida de amplitud:

$$V_{out} \simeq \frac{Q_p}{C} = \frac{0.2\text{pC}}{1\text{pF}} = 0.2\text{V}, \quad (3.7)$$

que es la señal que podemos utilizar como señal de referencia de tiempo para medir tiempos de vuelo (tof). De esta manera se pueden caracterizar neutrones si se utiliza simultáneamente el sistema de detección de neutrones que nos daría la segunda señal de tiempo.

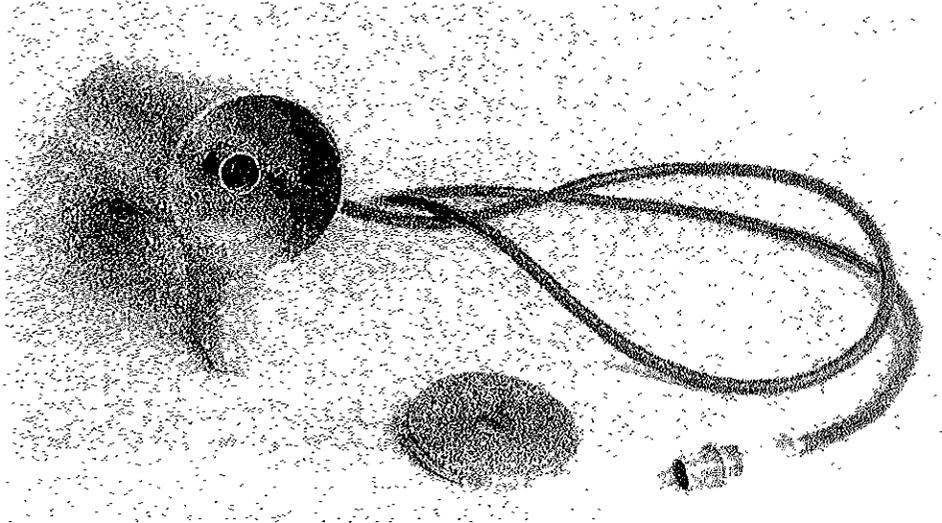


Figura 3.3: Fotografía de el sistema Pick-up capacitivo se desarrolla para obtener señales de tiempo en el camino de un haz pulsado en el acelerador de 5.5 MV

Este sistema se encuentra actualmente completamente terminado, la figura 3.3 muestra una foto del mismo. Las pruebas realizadas hasta el momento con este aparato nos han permitido determinar únicamente que existe una falla en la fuente de iones del acelerador que no entrega haces pulsados.

Se espera que durante la primera mitad de 1998 se pueda resolver el problema y poder utilizar esta técnica que nos permitirá identificar a los neutrones, pero más importante aún, medirles su energía con buena resolución. Por otro lado igualmente esperamos, corrientes continuas de protones un orden de magnitud menores, por lo que será seguramente necesario el uso de otro tipo de preamplificador para incrementar la amplitud de la señal.

Capítulo 4

Determinación del Blindaje para el Detector de Neutrones.

4.1 Aislamiento de rayos gamma (γ 's).

El detector está expuesto a todo tipo de radiación proveniente del ambiente, como por ejemplo rayos cósmicos, gamma y neutrones. Durante la realización de un experimento, existen igualmente neutrones generados por el propio experimento en la vecindad del detector (rebotes). Todas estas partículas constituyen un problema para el experimento ya que lo que a nosotros nos interesa es utilizar al detector para los neutrones que provienen directamente de la reacción en estudio. Es por esto que es necesario aislar al detector de esta radiación llamada de fondo.

Para esto se diseñó un blindaje constituido por una capa cilíndrica de plomo de 6 cm de espesor, esta capa se colocó inmediatamente después del detector y sirve para aislar al detector de radiación gamma [Villarreal]. Para determinar el espesor se utilizó la gráfica del Manual de Radiología [Nucleon] que nos muestra la forma en que penetran los rayos γ en el plomo, lo cual nos permitió determinar la cantidad de plomo requerida para que el porcentaje de reducción de la radiación gamma que llega a el detector sea del 80%.

4.2 Aislamiento de Neutrones.

Para aislar al detector de neutrones indeseables se requiere de una capa adicional a la de plomo que contenga un material hidrogenado para termalizarlos. En este caso se escogió la parafina por su alto contenido de hidrógeno. Adicionalmente, con el objeto de capturar los neutrones ya termalizados se agregó bórax debido a su alta concentración de boro (ver apéndice A). Cabe mencionar que la sección eficaz de captura de neutrones térmicos en el boro es muy alta ($\approx 4b$). Para estimar la proporción de éste respecto a la parafina, decidimos realizar unos experimentos con bloques de parafina con bórax a diferentes concentraciones como se describe más adelante, pero primeramente es necesario hacer una breve descripción del detector mismo.

4.3 Detector de Neutrones.

En esta sección daré un breve esbozo del funcionamiento del detector. El neutrón por ser una partícula neutra no interactúa electromagnéticamente y para detectarlo es necesario usar métodos indirectos. El proceso más común consiste en detectar partículas que se "producen" cuando un neutrón pasa por algún material. Esto se ocasiona por que el neutrón puede interactuar con núcleos atómicos generando partículas cargadas en movimiento o fotones, que provocan ionización en el material. Este es el proceso básico por el que funciona nuestro detector. En el caso de materiales centelleadores, esta ionización da lugar a su vez a emisión de luz.

Estos fotones producidos como consecuencia del paso de un neutrón por el material pueden ser captados por un tubo fotomultiplicador o fototubo, que convierte los fotones en corriente eléctrica mediante el fenómeno del efecto fotoeléctrico. Esta débil corriente es sometida a una diferencia de potencial positiva, lo que ocasiona una cascada de nuevos electrones por emisión secundaria, esto es producido por una serie de ánodos conectados en serie y a diferente potencial, el efecto final de esta serie de ánodos es el de multiplicar la corriente inicial por un factor grande, en nuestro caso del orden de 10^6 , que es la que finalmente entrega el detector.

La parte crucial en la detección de neutrones se encuentra aquí, ya que tenemos que distinguir entre los pulsos eléctricos producidos por el paso de un neutrón y el que produce la radiación gamma al pasar por el detector. Afortunadamente la estructura temporal en que es producida la luz en el centelleador es distinta en cada caso, esto conduce a que la forma del pulso finalmente producido sea igualmente distinta. Neutrones y fotones pueden ser en principio identificados mediante el análisis de la forma de dicho pulso. Esta es la técnica llamada *discriminación por la forma del pulso*. Para realizar esto de manera práctica, se puede usar un módulo comercial llamado Analizador de la Forma de Pulso (*Pulse Shape Analyser*). Este módulo recibe el pulso generado por el detector y produce dos señales a la salida, etiquetadas con "A" y "B" y otorga a través de su salida "A" una señal lógica cuando el pulso de entrada cae un 10% de su altura máxima (Voltaje) original, y la señal lógica "B" está presente cuando el pulso ha caído en un 90% de su valor máximo de entrada. Cabe mencionar que en nuestro caso estas dos señales se encuentran separadas típicamente por tiempos del orden de cientos de nanosegundos, que es el orden de magnitud de la duración total del pulso entregado por el fotomultiplicador. De esta manera la forma del pulso ha sido convertida a dos señales de tiempo, lo que después será transformado a una amplitud mediante otro módulo llamado Convertidor de tiempo a amplitud (*TAC*) con lo que obtenemos un pulso cuya amplitud contiene la información de la pendiente de la caída del pulso generado por el detector.

Tenemos ahora dos pulsos que manejar, para lo que es necesario contar con un sistema de adquisición multiparamétrico, como el que aquí se ha desarrollado para poder continuar. Estos pulsos son de diferentes amplitudes, la amplitud del pulso originalmente entregado por el detector (al que llamaremos "amplitud" en general) varía tanto para neutrones como para gammas y depende de la energía de éstos, y el segundo pulso, formado a partir del primero (al que llamaremos "forma del pulso") que nos permite distinguir si se trata de un neutrón o de una partícula gamma, debe tomar en principio valores aproximadamente constantes y distintos tanto para neutrones como para gammas.

Para obtener estos pulsos se utilizaron un conjunto de módulos de electrónica tanto lógicos como de señales lineales, tanto para propagar los pulsos mismos (en el intervalo de 0 a 2V) en

su camino al módulo que los digitalizará (ADC), como para sincronizarlos y generar las señales lógicas que se requieren. para que éstos lleguen al ADC.

En la figura 4.1 se muestra el diagrama de conexión y la electrónica que se utilizó [Villarreal].

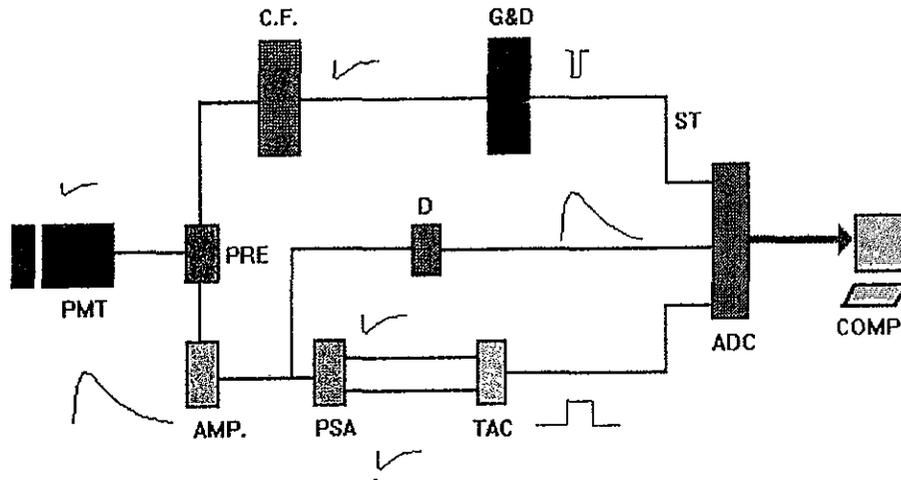


Figura 4.1: Circuito para discriminar en forma biparamétrica entre gammas y neutrones, que consta de P.M.T.= tubo fotomultiplicador, PRE = preamplificador, AMP = amplificador, PSA = analizador de la forma del pulso, TAC = convertidor de tiempo a amplitud, C.F. = Discriminador de fracción constante, ADC convertidor analógico digital, G&D = Puerta con retardo ,D = caja de retardo COMP = computadora.

Con estas dos señales simultáneamente disponibles, podemos formar un espectro de dos dimensiones ver figura 4.2, poniendo en el eje "X" por ejemplo a la amplitud y en el eje "Y" a la forma de pulso. De esta manera se formarán dos grupos y podemos identificar al grupo con mayor diferencia en tiempo en la forma de pulso, o dicho de otra forma con mayor componente "Y", como el grupo de neutrones ya que estos producen en el centellador pulsos luminosos de mayor duración en tiempo.

4.3.1 Prueba del detector (experimento 1).

Aquí describiremos uno de los primeros experimentos que se realizaron con las primeras versiones de nuestro sistema de adquisición. En este caso, se utilizó como computadora de control una computadora personal, compatible con IBM, con procesador central 486, con memoria de 12 MB, utilizando por primera vez igualmente la interfase CAMAC-IBM, que posteriormente se ha seguido usando en equipos pentium con mucho mejores resultados.

Un dato necesario para poder trabajar con nuestro sistema de detección ya acoplado al recientemente desarrollado sistema de adquisición, es el intervalo de tasas de conteo que se pueden manejar adecuadamente. Por un lado, el detector mismo es relativamente rápido, tal como se describió arriba, tolerando tasas de conteo de hasta del orden de 10^6 cuentas por segundo. La

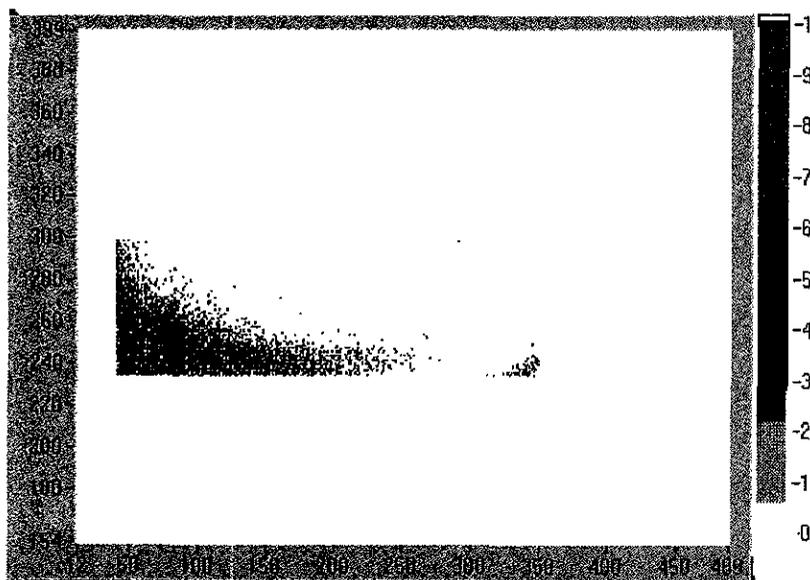


Figura 4.2: Espectro en dos dimensiones de la Fuente de AmBe. Sólo se muestra la región de neutrones.

capacidad de nuestro sistema de adquisición, por otro lado se espera mucho menor y es lo que queremos determinar.

El detector de neutrones que vamos a utilizar ha sido puesto a punto en nuestro laboratorio [Villarreal], de modo que contamos con los elementos suficientes para llevar a cabo la detección e identificación de los neutrones. El primer paso consistirá en someter al detector a un flujo de radiación γ -neutrón para poner a punto la electrónica y para determinar el intervalo de valores de las ordenadas en nuestros mapas bidimensionales que corresponden a los neutrones. Una vez conseguido esto, se conoce la región del mapa en donde se encuentran los eventos que corresponden a neutrones y se limita ésta mediante condiciones programables, definiendo así una "ventana". Estas ventanas pueden tener una estructura tan simple como un rectángulo o bien una forma arbitraria (comunmente llamadas "bananas"), dependiendo de lo sofisticado del programa de manejo de datos que se use.

En seguida, colocamos el dispositivo experimental que se muestra en la figura 4.3. Ahí podemos observar al detector colocado horizontalmente y frente a él, se va a colocar una fuente radiativa que contiene un emisor α (Am) mezclado con ${}^9\text{Be}$. Las partículas α al reaccionar con el Be, producen una reacción nuclear $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$, lo que la convierte en una fuente de neutrones. Dicha fuente se va a mover a lo largo del eje del detector variando la distancia al mismo. Con este diseño se realizaron las pruebas de número de cuentas por unidad de tiempo en el detector cambiando el flujo incidente de manera conocida, que varía proporcionalmente al inverso de la distancia al cuadrado.

En la tabla 4.1 se muestran en la primera columna la distancia en centímetros a la que se colocó la fuente de AmBe, en la siguiente columna está el inverso de la distancia al cuadrado,

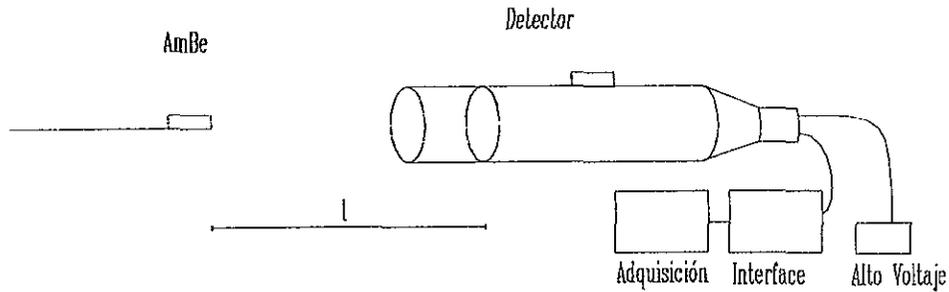


Figura 4.3: Diagrama del experimento para probar el funcionamiento del detector.

también se muestran las columnas para el número de cuentas totales recibidas en el contador conectado a la interfase (contad), las cuentas totales aceptadas en la computadora (comp), así como las cuentas en la ventana que identifica a los neutrones y el tiempo muerto en porcentaje de tiempo total (T. Muerto). En todas la medidas el tiempo trascurrido fue aproximadamente el mismo ($\sim 300s$). Es importante no confundir el contador que es un simple dispositivo electrónico para contar pulsos, que cuenta todos los pulsos generados por el detector, y el computador que se refiere precisamente al número de eventos procesados por la computadora.

Distancia	$\frac{1}{r^2} (cm^{-2})$	Contad	Comp	Neutrones	T. Muerto
20 cm	0.002500	520069	12500	4756 ± 68.9	97.6%
30 cm	0.001110	326318	14000	6047 ± 77.7	95.7%
40 cm	0.000625	230392	16000	7169 ± 84.6	93.0%
50 cm	0.000400	168203	16500	7281 ± 85.5	90.3%
60 cm	0.000277	103879	14500	6147 ± 78.4	86.0%
70 cm	0.000204	90758	15500	6529 ± 80.8	82.9%
80 cm	0.000156	63501	14000	5322 ± 72.9	77.9%
90 cm	0.000123	53116	15500	5717 ± 75.6	70.8%
100 cm	0.000100	44256	13000	4683 ± 68.4	70.6%
125 cm	0.000064	31921	12500	4276 ± 65.4	60.6%

Tabla 4.1: Estos datos fueron tomados simplemente con la fuente de AmBe y el detector.

4.3.2 Probando diferentes concentraciones de Boro en la Parafina (experimento 2).

Otra medida realizada con este detector es el de la radiación de fondo presente en las mediciones producidas por los rayos gamma, cósmicos y neutrones que inciden sobre el detector ajenos a la

Blindaje	Cont	Comp	Neutrones	T	Dat/s	D/s Vent
1.-Sin parafina	260726	34500	9268±96.3	300.33	114.87	30.86
2.- 6cm de paraf+10% V	210459	32500	6407±80	301.37	107.84	21.26
3.- 6cm de paraf+0%	203605	32500	6324±79.5	303.24	107.18	20.85
4.-14cm de paraf+0%	144295	28500	5492±74.1	299.18	95.26	18.36
5.-14cm de paraf+10% H	145735	29000	5459±73.8	304.72	95.17	17.91
6.-14cm de paraf+10%V	166597	30500	4832±69.5	302.80	100.73	15.96
7.- Fondo	43324	15000	1806±42.5	306.32	48.97	5.90

Tabla 4.2: Estos datos corresponden a bloques de parafina con diferentes concentraciones de borax interpuestos entre la fuente de AmBe y el detector.

fuente; así como la atenuación producida al interponer entre la fuente y el detector un bloque de parafina con diversas concentraciones de boro. Para tomar estas medidas se coloca el equipo como se muestra en la figura 4.4.

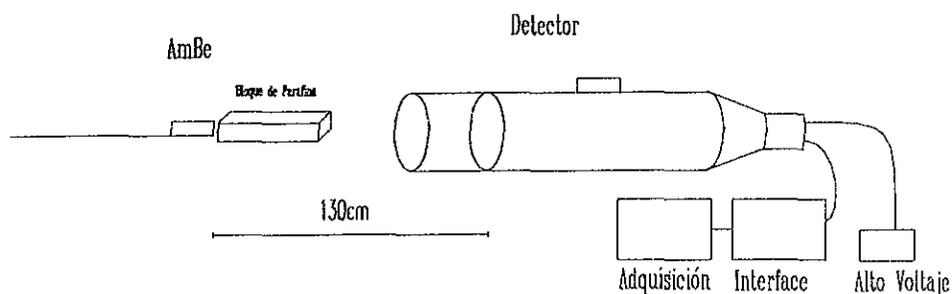


Figura 4.4: Este esquema presenta el dispositivo experimental.

Aquí se han cambiado los bloques de parafina para medir la atenuación producida por éstos. Los datos se muestran en la tabla 4.2

Los datos aquí representados corresponden a:

- 1.-Las cuentas sin interponer ningún bloque.
 - 2.-Al colocar un bloque de parafina al 10% con el boro depositado en el bloque de parafina (450gr. de parafina con 50gr de bórax, con 6 cm de profundidad).
 - 3.-Un bloque preparado al 0% con los mismos 6 cm
 - 4.-Otro al 0% pero de 14 cm de profundidad.
 - 5.-Otro con el 10% y 14 cm de profundidad pero el boro depositado cerca de su base en forma horizontal.
 - 6.- Uno más con 10% y 14 cm pero con el boro en posición vertical hasta con el boro depositado en la parte de atrás.
 - 7.- La medición tomada sin la fuente radiactiva para conocer la radiación de fondo.
- Cabe mencionar que el borax no se distribuye de manera homogénea en todo el volumen de

la parafina, por la forma en la que se construyen los bloques: se agrega el borax en la parafina fundida, se agita y se deja enfriar. Una parte del borax se deposita en el fondo del molde. Por esta razón, se utilizaron dos configuraciones al interponer los bloques entre el detector y la fuente de AmBe; una de ellas, a la que nos referiremos con "H" (de horizontal), ponía a la superficie con alto contenido de borax perpendicular al flujo de la radiación, la segunda "V", la ponía paralela al mismo. Esta notación es utilizada en todos los experimentos aquí descritos.

Aquí "Cont" se refiere al número total de cuentas en el contador, "Comp" son las cuentas totales registradas en la computadora, "Neutrones" son los datos registrados en la ventana de neutrones, "T" es el tiempo en el que se efectuó la medida "Dat/s" y "D/s Vent" son el número de datos que se registran en la computadora y en la ventana por segundo, respectivamente.

4.3.3 Detector de neutrones blindado con plomo y parafina (experimento 3).

En la tabla 4.3 tenemos mediciones de la atenuación de neutrones cuando colocamos el detector dentro de un blindaje de plomo de 6 cm de grosor cubierto por una capa de 8 cm de parafina alrededor de éste, y dejamos libre una parte del detector para poner al frente la fuente radiactiva e intercambiar bloques con diversas concentraciones de bórax, con el objetivo de observar nuevamente la atenuación producida por la combinación parafina y bórax habiendo reducido el nivel de la radiación de fondo como se puede apreciar en la tabla.

% de Borax	Cont	Comp	Neutrones	Dat/seg	D/s Vent	T
1.-Sin Parafina	169868	31500	10203±101	103.71	33.68	303.7
2.- Solo Parafina	82232	23000	3458±58.8	75.53	11.36	304.5
3.-Parafina con 100gr de Borax	82530	23000	3429±58.5	75.33	11.23	305.3
4.-Parafina con 200gr de Borax	83115	23000	3285±57.3	75.64	10.80	304.0
5.-Parafina con 300gr de Borax	82630	23000	3037±55.1	75.70	10.00	303.8
6.-Fondo	12322	5500	765±27.1	17.50	2.43	314.2

Tabla 4.3: Estos datos corresponden a bloques de parafina con diferentes concentraciones de bórax interpuestos entre la fuente de AmBe y el detector blindado con Plomo y parafina.

La primera medición corresponde a la fuente sin blindaje. En los datos de 2° al 5° tenemos bloques con diversas concentraciones de Bórax. Estos bloques miden 12.5 cm de profundidad en todos los casos. El 6° dato corresponde a la medición sin fuente.

4.3.4 Cerrando la ventana de detección de neutrones (experimento 4).

La ventana utilizada en estos experimentos es un simple rectángulo, que no representa fielmente la forma de la región del mapa ocupada por los neutrones. En este experimento se presentan datos tomados con una nueva definición de dicha ventana, reduciéndola, para poder apreciar la influencia que nuestra definición de neutrón tiene en los resultados. Estas mediciones se presentan en la tabla 4.4.

%Bórax	Cont	Comp	Neutrones	Dat/seg	D/s Vent	T
1.-Sin Bórax ni Paraf	158569	31000	9515±97.5	102.06	31.33	303.7
2.-Sin Bórax con Paraf	75470	21500	3545±59.5	71.82	11.84	299.3
3.-100gr de Bórax y Pa	75160	21500	3495±58.6	72.00	11.70	298.6
4.-200gr de Bórax y Pa	77676	22000	3660±60.5	72.29	11.90	300.1
5.-300gr de Bórax y Pa	77966	22000	3545±59.5	73.29	11.88	300.1
6.-600gr de Bórax y Pa	76916	22000	3394±58.2	72.18	11.14	304.7

Tabla 4.4: Estos datos corresponden a bloques de parafina con diferentes concentraciones de bórax interpuestos entre la fuente de AmBe y el detector sólo que se cerró la ventana de detección.

En la tabla 4.4 tenemos un dato extra que corresponde al tener saturada la parafina con 600gr de Bórax.

4.4 Análisis de Resultados.

Del primer experimento que se hizo el número de neutrones capturados en función de la distancia tabla 4.1 es evidente un comportamiento patológico de los datos ya que para las distancias menores: 50 cm ($d(\frac{1}{r^2} > 0.0004cm^{-2})$) el número de cuentas en la computadora disminuye en lugar de aumentar. Esto puede atribuirse al gran flujo de radiación a distancias muy cortas; como el programa para la adquisición de datos toma tiempo en hacer el espectro y graficar hasta desocuparse y volver a leer, el tiempo muerto es muy alto ($\sim 97.6\%$) lo que provoca una saturación del sistema de adquisición. A continuación se muestran en la gráfica 4.5 las 10 mediciones tomadas con la fuente de AmBe y el detector de neutrones de la tabla 4.1.

En la gráfica 4.5 en el recuadro podemos ver los datos que mejor se ajustan con un regresión lineal. Hacemos el ajuste lineal porque la gráfica de la cuentas contra el inverso de la distancia debe de ser una línea recta con intersección en el origen, la saturación se observa en la desviación del comportamiento lineal.

De esta gráfica podemos concluir que esta primera versión de nuestro sistema de adquisición podía ser utilizada adecuadamente mientras el tiempo muerto se mantuviera por abajo del 93%, lo que corresponde aproximadamente a 800 eventos por segundo, que refleja las limitaciones de este sistema. Cuando el tiempo muerto excede el 93%, o equivalentemente se presenta un flujo de datos superior a los 800 eventos por segundo, las correcciones que hay que aplicar al número total de datos procesados por la computadora no es una simple función lineal (un factor de corrección) y el sistema deja de ser adecuado.

Habiendo determinado la tasa máxima a la que podemos trabajar, los siguientes experimentos fueron realizados de manera que la tasa de conteo no excediera este límite, aunque a veces se llevaron a cabo cerca del mismo para reducir los tiempos de exposición.

Para el Experimento 2 en el que se cambiaron los bloques de parafina con borax tabla 4.2 mostramos un esquema cualitativo para el porcentaje de neutrones rápidos que pasan contra el tipo de blindaje que se usó en cada caso, definiendo 100% de "neutrones rápidos que pasan" cuando no hay parafina.

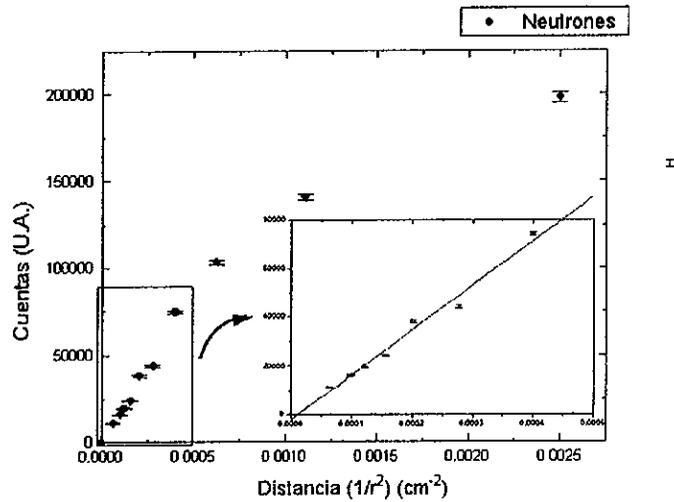


Figura 4.5: Esta Gráfica nos muestra Número de Neutrones vs Inverso de la distancia al cuadrado. En el recuadro podemos ver los datos que mejor se ajustan con un regresión lineal.

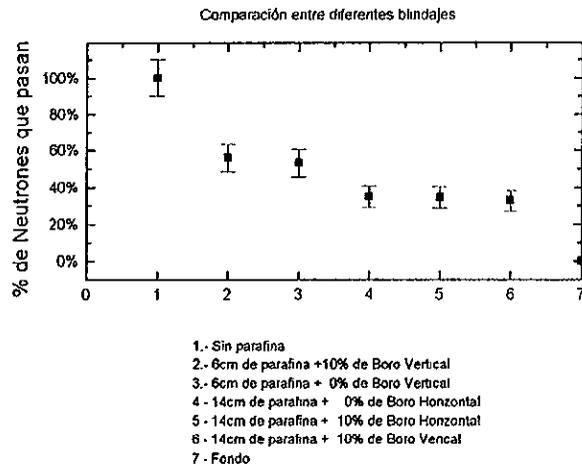


Figura 4.6: Comparación entre diferentes blindajes.

La primera observación que podemos hacer de la gráfica 4.6, es que el principal factor de reducción del flujo de neutrones está relacionado con el espesor de parafina interpuesto. Los datos correspondientes a 6 cm de parafina muestran una reducción del número de neutrones rápidos detectados con respecto al caso sin parafina menor que la reducción que se obtiene cuando se interponen 14 cm de parafina. Una segunda observación es que el Borax no tuvo gran efecto en la eliminación de neutrones, los datos con distintas concentraciones de borax y en diferentes configuraciones para un mismo espesor de parafina son aproximadamente iguales. Una tercera observación es que se alcanza aproximadamente un 70% de reducción en el número de neutrones detectados con un blindaje de 14 cm de parafina. Estos resultados resultan importantes para el diseño y construcción final del blindaje que se utilizará para este detector en los experimentos futuros, en donde se puede mencionar que se utilizarán 17 cm de parafina.

Podemos encontrar una explicación del porqué el borax no tiene un efecto apreciable de la siguiente manera: el boro contenido en el borax tiene una alta sección eficaz de captura para neutrones térmicos, es decir aquellos neutrones que tienen energías muy pequeñas (del orden de $1/40$ eV), sin embargo nosotros tenemos un umbral de detección más alto. Esto tiene que ver con la mínima amplitud de pulso que podemos detectar, de manera cualitativa podemos entender que los pulsos de altura máxima (2 V) corresponden a los neutrones más rápidos, que tienen energías del orden de MeV, un neutrón de 1 eV produciría señales muy por abajo de los 50 mV que es nuestro voltaje mínimo utilizable en nuestro detector. De manera que estos neutrones térmicos, finalmente no son detectables de ninguna manera por nuestro detector, de ahí que la presencia del borax no es crítica, para la detección. Sí resulta benéfico de todas formas agregar boro para reducir los niveles de radiación en los alrededores del detector. Para una capa delgada de parafina, resulta contraproducente el Borax ya que éste ocupa espacio reduciendo aun más el espesor de Parafina.

Podemos obtener el número real de neutrones que son detectados en nuestro detector, corrigiendo los datos primeramente por el tiempo muerto de la computadora y restando las cuentas que corresponden al fondo, así los datos del experimento 2, ver tabla 4.2, se pueden procesar y obtenemos la tabla 4.5 en la que se ha calculado el tiempo muerto, la corrección para la ventana por tiempo muerto **Vent Corr**, la eliminación del fondo **V Sin Fon**, y finalmente el porcentaje de atenuación **% Aten**. Cabe mencionar que la eficiencia de detección de nuestro detector para neutrones no se ha medido, por lo que no podemos deducir de estos datos directamente el flujo total proveniente de la fuente de AmBe.

El tiempo muerto 4.1 se ha calculado como uno menos el cociente de las cuentas en la computadora sobre la cuentas totales del escalador, para la ventana corregida se ha multiplicado las cuentas en la ventana por el cociente de $\frac{Comp}{Cont}$, para Vent Sin fondo hemos restado a cada una de las primeras 6 mediciones (ver tabla 4.2) lo que corresponde al fondo (7) y finalmente el porcentaje de atenuación se encontró al restar a uno el cociente del dato en la ventana sin fondo para 1 al 6 sobre el dato 1.

$$tiempo\ muerto = \left(1 - \frac{Comp}{Cont}\right) Comp. \quad (4.1)$$

Hay que señalar que el tiempo muerto con el que se está trabajando es relativamente alto $\sim 80\%$ esto es ocasionado por lo que se explicó anteriormente además de que el equipo de cómputo ya resulta muy lento (Computadora Acer 486 de 33Mhz). El tiempo muerto óptimo

Blidaje	T.Muerto	Vent Corr	V Sin Fon	% Aten
1.-Sin Parafina	86.7%	70040.8±264.6	64824.6±256.6	0%
2.-6cm de Paraf + 10%V	84.5%	41489.6±203.6	36273.3±190.4	44.0%
3.-6cm de Paraf + 0%H	84.0%	39618.4±199.0	34402.2±185.4	46.9%
4.-14cm de Paraf + 0%H	80.2%	27805.9±166.7	22589.7±150.2	65.2%
5.-14cm de Paraf + 10%H	80.1%	27433.4±165.6	22217.1±149	65.7%
6.-14cm de Paraf + 10% V	81.7%	26393.3±162.4	21177.1±145.5	67.3%
7.- Fondo	65.4%	5216±72.2	0	-

Tabla 4.5: Estos datos son tomados con el detector sin blindaje.

debe estar en $\sim 20\%$.

De estos datos puede verse que de las 260,726 cuentas para el primer blindaje 64,824 son neutrones provenientes de la fuente de AmBe, lo que corresponde a un 24.8% del total de datos. Los demás corresponden principalmente a radiación gamma, y aquí podemos afirmar con certeza que esas 64,824 cuentas corresponden a neutrones exclusivamente, ya que al retirar la fuente y restar el fondo no tenemos ninguna cuenta. En la tabla 4.2 (y la gráfica 4.6) encontramos otra evidencia de que se están detectando neutrones.

Haciendo el análisis que corresponde a las tablas 4.3 ,4.4 en las que el tiempo de medición es el mismo que para el experimento anterior (ver tabla 4.2), notamos que el número total de cuentas en la ventana $\sim 3,000$ es menor respecto a las registradas anteriormente, lo que debe atribuirse a que el blindaje de Plomo y parafina, no solamente elimina la radiación ambiental, sino que la presencia de la fuente genera radiación adicional a la ambiental que llega al detector por los lados (rebotes entre otras cosas) y que es igualmente eliminada al blindarse.

Los cálculos para el porcentaje de atenuación de flujo de neutrones referentes al experimento 3 se encuentran en la tabla 4.6

Blindaje	T.Muerto	Vent Corr	V Sin Fon	%Aten
1.-Sin Bo ni Pa	81.5%	55297.3±235.1	53514.5±231.33	0%
2.-Sin Bo con Pa	72.0%	12350.1±111.1	10567.6±102.7	80.2%
3.-100gr Bo y Pa	72.1%	12290.3±110.8	10507.8±102.5	80.4%
4.-200gr Bo y Pa	72.3%	11859.2±108.9	10073.7±100.3	81.2%
5.-300gr Bo y Pa	72.2%	10924.0±104.5	9141.5±95.6	82.9%
6.-Fondo	55.4%	1782.0±42.2	0	-

Tabla 4.6: En esta tabla se muestra los datos con un blindaje compuesto de plomo y parafina en el detector.

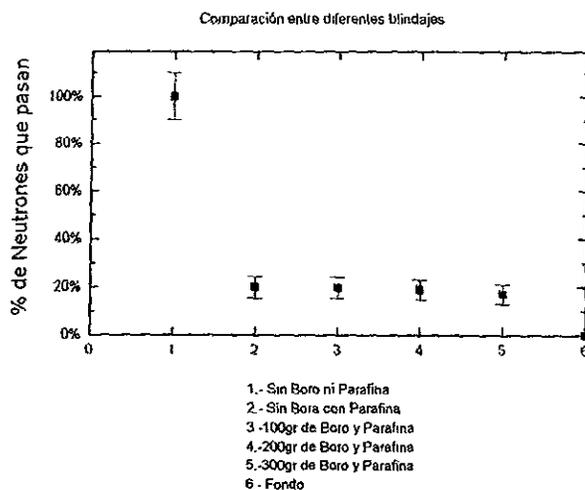


Figura 4.7:

El esquema que muestra el porcentaje de neutrones que pasan del total para cada tipo de blindaje se muestra en la gráfica 4.7

Comparando las gráficas 4.6 y 4.7 notamos que el blindaje colocado ha frenado muchos más neutrones, lo que puede atribuirse a que gran parte de los neutrones que llegaron al detector en el experimento sin la cubierta de Plomo y parafina son neutrones rebotados o radiación γ en general que llega al detector evitando tener que cruzar los bloques de parafina interpuestos directamente entre la fuente y la cara de entrada del detector.

Como conclusión de este estudio se obtuvo la información necesaria para concluir la construcción del blindaje de detector de neutrones principalmente:

- La cantidad de parafina utilizada es eficiente para reducir el flujo de neutrones hasta un 80%
- El Boro agrega poco pues la sección eficaz de captura para neutrones rápidos no es grande y nuestro sistema no ve a los neutrones lentos o térmicos, que son los que el Boro absorbe.
- El plomo más parafina constituyen un blindaje adecuado para reducir el fondo apreciablemente.

Capítulo 5

Determinación de secciones relativas.

5.1 Introducción

A principios de este siglo cuando Geiger y Marsden trabajan con elementos radiactivos encontraron que al incidir partículas α sobre un blanco un número pequeño de éstas, 1 en 8000, se defletores a un ángulo mayor que 90° . Este experimento no pudo ser explicado con el modelo atómico vigente en ese tiempo en el que la carga negativa del átomo se encontraba incrustada dentro de una masa de cargas positivas. Con esta visión la deflexión producida por la interacción electrostática rara vez sería mayor que unos cuantos grados; las masas de los centros dispersores en tal esquema atómico sería muy pequeño como para poder desviar a las partículas α . Rutherford en 1911 propuso entonces la idea de que la carga positiva (y dada la masa de los electrones, también la mayoría de la masa) se encuentra concentrada en el centro del átomo. Nuevos experimentos de Geiger y Marsden en 1913 confirmaron que la distribución en el ángulo de dispersión de partículas α está de acuerdo con la teoría de Rutherford de la dispersión por un centro masivo cargado. De estos experimentos puede encontrarse que el núcleo de carga positiva debe tener un radio menor que $10^{-14}m$. Cuando que los electrones en el átomo deben encontrarse a distancias del orden de $10^{-10}m$ definiendo así las dimensiones atómicas.

Debido a las pequeñas dimensiones del núcleo atómico, si deseamos estudiar su interior necesitamos usar radiación cuya longitud de onda sea menor que su tamaño. Un fotón con longitud de onda reducida $\lambda = \frac{h}{2\pi} = hf$. ($hf = 10^{-15}m$) tiene energía de 197 MeV. Un protón que tenga igual λ tiene una energía igual a 20 MeV. Es decir, la longitud de onda de De Broglie para partículas pesadas no relativistas es menor que para los fotones con igual energía, lo que los convierte en sondas adecuadas para estudiar al núcleo.

5.2 Tipos y energética de reacciones.

Es por esto que para poder estudiar al núcleo necesitamos partículas masivas de gran energía. Podemos provocar una reacción si bombardeamos un núcleo "A" en un blanco con proyectiles "a" o de igual forma si en el blanco tenemos núcleos "a" y los bombardeamos con proyectiles "A". Esta simetría en la colisión puede reflejarse si usamos un marco de referencia adecuado. La cantidad conservada es el momento total. Para satisfacer nuestro requerimiento de simetría el

sistema de referencia que elegimos es aquel en que el momento total es igual a cero . Este sistema de referencia es el del centro de masas (CMS) que tiene una velocidad constante respecto a un sistema de referencia fijo al laboratorio (LAB).

En el CMS el centro de masa está en reposo y los dos núcleos se aproximan uno respecto al otro con igual momento pero en dirección opuesta

$$\vec{P}_A^{CM} = -\vec{P}_a^{CM} \quad (5.1)$$

Ahora veremos cuales son los balances de masa y de energía necesarios para poder efectuar la reacción. Diversos procesos pueden tener lugar cuando dos partículas colisionan. Una reacción nuclear típica se puede denotar como:



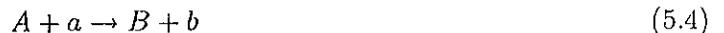
o



Donde A es el símbolo de núcleo del blanco, a el del proyectil, B es el núcleo residual y b la partícula observada, el símbolo Q en la ecuación 5.2 se refiere a la energía liberada o consumida durante la reacción; si las partículas B y b están en su estado base ésta se denota por Q_0 .

Ya que la energía total es conservada en todas las reacciones, $Q \neq 0$ significa que la energía cinética está siendo convertida en masa o en energía de excitación interna o viceversa. El valor puede relacionarse con las masas en reposo de las partículas a través de la relación relativista $E = mc^2$

Considere



Si la masa en reposo de la partícula i es m_i , entonces

$$m_A + m_a = m_B + m_b + \frac{Q}{c^2} \quad (5.5)$$

Alternativamente Q es igual al cambio en las energías de ligadura B_i de las partículas

$$B_A + B_a = B_B + B_b - Q \quad (5.6)$$

De modo que Q puede calcularse a partir de las tablas de masa o de energías de ligadura. Si una reacción es endoenergética $Q < 0$, la reacción no ocurrirá a menos que la suma de las energías cinéticas de las partículas que colisionan se mayor que Q en CMS.

Si el producto de la reacción es un núcleo excitado, el valor de Q , es decir la energía mínima necesaria en el CMS para que la reacción ocurra, tiene que tomar en cuenta esta energía adicional, que queda retenida en forma de excitación interna de alguno de los productos. De manera que podemos escribir:

$$Q = (m_A + m_a - m_B - m_b) c^2 - E^*$$

Sin embargo la energía cinética total necesaria para llevar a cabo una reacción con $Q < 0$ no es $E_{Lab} = -Q$; como el momento total debe conservarse los núcleos residuales siempre tendrán una energía de retroceso y por lo tanto una parte de la energía cinética inicial se pierde en forma de energía cinética de retroceso. En el CMS el momento total es cero por definición y toda la energía cinética es accesible para la reacción. Haciendo una transformación, la energía necesaria para llevar a cabo la reacción en el LAB es

$$E_{Lab} = -\frac{m_1 + m_2}{m_2}Q \quad (Q < 0) \quad (5.7)$$

Por otro lado, para que ocurra una reacción nuclear, es decir una colisión en la que los productos no sean idénticos a los núcleos participantes inicialmente, es necesario que dichos núcleos se aproximen suficiente como para que la fuerza nuclear de mucho mayor intensidad y corto alcance entre en juego. Para lograr esta aproximación tan cercana, es necesario que las partículas colisionantes, tengan suficiente energía cinética para lograrlo a pesar de la repulsión electrostática. Tomando en cuenta que el radio nuclear lo podemos calcular a partir de:

$$R = r_o A^{1/3}$$

entonces, la energía mínima, en el CMS, que requiere nuestro sistema inicial para que ambos núcleos se acerquen a esa distancia es al menos igual a la energía potencial electrostática repulsiva que podemos calcular con la fórmula:

$$V = 1.44 \frac{Z_1 Z_2}{r_o (A^{1/3} + a^{1/3})} \text{ (MeV)} \quad (5.8)$$

con $r_o = 1.2 \text{ fm}$.

5.3 La Sección Eficaz.

Se puede describir una reacción nuclear en términos de una sección eficaz que se expresa en función de la energía del proyectil o partícula entrante. Las secciones eficaces se definen experimentalmente del siguiente modo. Supongamos que una muestra de espesor Δx (donde Δx es pequeño) y área "A", contenga n_t núcleos por unidad de volumen se utiliza como blanco expuesta a una densidad de corriente $n_a v$ de partículas entrantes (del tipo a) por unidad de área y unidad de tiempo, donde n_a es el número de partículas entrantes por unidad de volumen y v la velocidad de cada una de ellas. Si se observa que N_b partículas (de tipo b) salen de la muestra por unidad de tiempo, la sección eficaz para la reacción $\sigma(a, b)$ se define como:

$$\sigma(a, b) = \frac{N_b}{(n_a v)(n_t A \Delta x)}, \quad (5.9)$$

en donde $n_t A \Delta x$ es el número total de núcleos blanco y por lo tanto $\frac{N_b}{n_t A \Delta x}$ da el flujo total por unidad de tiempo de partículas salientes por núcleo blanco. Observar que N_b está expresado en s^{-1} , que $n_a v$ lo está en $m^{-2} s^{-1}$, que $n_t A \Delta x$ es un número adimensional y que σ está expresada en m^2 , que es una unidad que representa un área. En el caso de los núcleos y dadas sus dimensiones, podemos definir una nueva unidad que nos permita trabajar de manera más natural con las

dimensiones nucleares. De esta manera, si los radios nucleares típicos son de magnitud del orden de 5 fm, entonces un cuadrado que circunscriba a un círculo de ese radio tendrá un área de 100 fm^2 . De modo que decidimos usar esta dimensión como nuestra unidad adecuada a la que llamaremos "barn", que es entonces equivalente a: 10^{-28} m^2 .

Dada una partícula a entrante, pueden resultar varias partículas diferentes salientes b, b' , etcétera, que definen cada una de ellas un canal de reacción distinto, cada uno con su propia sección eficaz $\sigma(a, b), \sigma(a, b')$, etc. La sección eficaz total de la reacción es entonces:

$$\sigma(a) = \sigma(a, b) + \sigma(a, b') + \dots \quad (5.10)$$

Las secciones eficaces total y parcial para una muestra dada están definidas por

$$\Sigma_{ab} = n_t \sigma(a, b)$$

y

$$\Sigma_a = n_t \sigma(a),$$

ambas expresadas en m^{-1} .

Las sección eficaz de cada reacción nuclear depende de la energía de la partícula entrante. En muchas reacciones nucleares la sección eficaz presenta, al variar la energía incidente, variaciones muy pronunciadas denominadas resonancias en valores específicos de la energía incidente en donde se observa típicamente un incremento significativo del valor de la sección. Estos valores de la energía están íntimamente relacionados con las energías correspondientes a los niveles excitados del núcleo compuesto. [Alonso y Finn Cuan].

Se define la sección eficaz diferencial $\sigma(\theta)$ mediante:

$$\sigma(\theta) = \frac{\text{Flujo de partículas dispersadas por unidad de tiempo dentro de } d\Omega}{\text{densidad de corriente de partículas incidentes} \times d\Omega} \quad (5.11)$$

5.4 Detección de neutrones.

Uno de los productos posibles de la reacción del haz con el blanco son neutrones (reacciones denotadas genéricamente como (x, n)), donde aquí "x" representa a cualquier partícula incidente. Como en el caso de cualquier reacción específica, nos interesa conocer la probabilidad de su ocurrencia. Para ésto requerimos llevar a cabo experimentos en los que los productos de cada una de las reacciones en estudio sean detectados, mientras tenemos un control sobre el número de partículas incidentes y el número de núcleos presentes en el blanco.

Para esto requerimos un detector de neutrones. Si éste se encuentra a una distancia l del blanco y el área que cubre es A , el ángulo sólido que subtiende es:

$$\Omega_0 = \frac{A}{l^2} \quad (5.12)$$

Podemos relacionar este ángulo sólido con el ángulo sólido total que subtiende una esfera, el cual es:

$$\Omega = \frac{A^{esfera}}{l^2} = \frac{4\pi l^2}{l^2} = 4\pi. \quad (5.13)$$

En el caso en que los neutrones se emiten isotrópicamente en el laboratorio el total de neutrones producidos N_T es:

$$N_T = N_d \frac{4\pi}{\Omega_0} = \frac{N_d 4\pi l^2}{A}, \quad (5.14)$$

donde N_d es el número de neutrones que llegaron al detector en el ángulo sólido Ω_0 .

Si la distribución espacial de los neutrones producidos es isotrópica en el sistema CMS, entonces necesitamos transformar nuestras cantidades a ese sistema, en particular el ángulo sólido y los ángulos medidos en el LAB. La relación necesaria es:

$$\tan \theta_L = \frac{\sin \theta_{CM}}{x + \cos \theta_{CM}}, \quad (5.15)$$

la solución es:

$$\left\{ \theta_{CM} = 2 \arctan \frac{1}{2((\tan \theta_L)x - \tan \theta_L)} \left(2 \pm 2\sqrt{(1 - (\tan^2 \theta_L)x^2 + \tan^2 \theta_L)} \right) \right\}, \quad (5.16)$$

donde θ_L es el ángulo medido en el laboratorio, θ_{CM} en el ángulo (dos soluciones posibles en general) correspondiente en el centro de masas y x está dado por :

$$x = \sqrt{\frac{m_a m_B}{m_A m_b} \frac{E_\alpha}{E_\alpha + Q_{\alpha\beta}}}, \quad (5.17)$$

en donde E_α es la energía cinética de movimiento relativo antes de la colisión:

$$E_\alpha = \frac{m_A}{m_a + m_A} E, \quad (5.18)$$

y E_β es la energía cinética en el centro de masas después de la colisión:

$$E_\beta = E_\alpha + Q_{\alpha\beta}, \quad (5.19)$$

y que es igual a:

$$E_\beta = \frac{m_b}{m_B + m_b} \left(Q + \left(1 - \frac{m_a}{m_B + m_b} \right) E_\alpha \right).$$

la energía libertada durante la reacción $Q_{\alpha\beta}$ es:

$$Q_{\alpha\beta} = \left[(m_A + m_a) - (m_B + m_b) \right] C^2, \quad (5.20)$$

que es la ecuación ya encontrada arriba 5.5.

Para calcular ángulo sólido en el sistema CMS que subtiende el detector (Ω_{CM}) se calculó utilizando la siguiente ecuación:

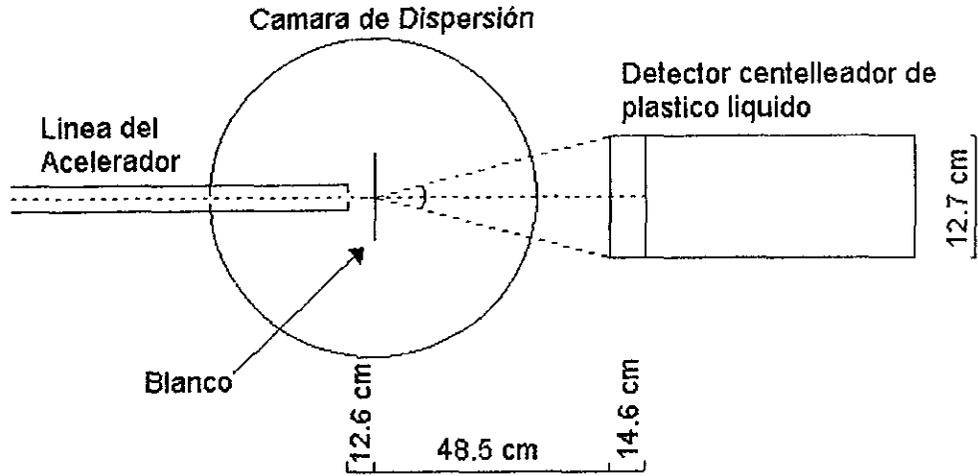
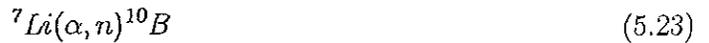


Figura 5.1: Configuración experimental

$$\Omega_{cm} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{CM}^{max}} \sin \theta \, d\theta \, d\phi = 2\pi [-\cos \theta]_0^{\theta_{CM}^{max}} \quad (5.21)$$

5.5 Realización del Experimento.

Se utilizó el acelerador peletrón del IFUNAM para producir un haz de partículas α en un rango de 6 a 9 MeV y como blancos se utilizaron ^{nat}Be , ^{nat}Li , ^{nat}C para producir las siguientes reacciones:



El dispositivo experimental se muestra en la figura 5.1 donde se puede ver al tubo centelleador colocado a 0° con respecto al haz de α 's y a 63.1 cm del blanco. También se ve el portamuestras a 12.6 cm del colimador del haz. La electrónica empleada es la que se muestra en la figura 4.1 y el programa para la adquisición, visualización y almacenaje de datos se encuentra descrito en el capítulo II.

5.5.1 ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$

Para el la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ obtuvimos los espectros 5.2, 5.3, 5.4 a energías incidentes del haz de α 's de 4.5, 7.5 y 9 MeV respectivamente.

Como se puede ver en los espectros 5.2, 5.3 y 5.4 existe una región de acumulación que está encerrada en un contorno, a este tipo de contorno se le conoce como "bananas", debido a su forma.

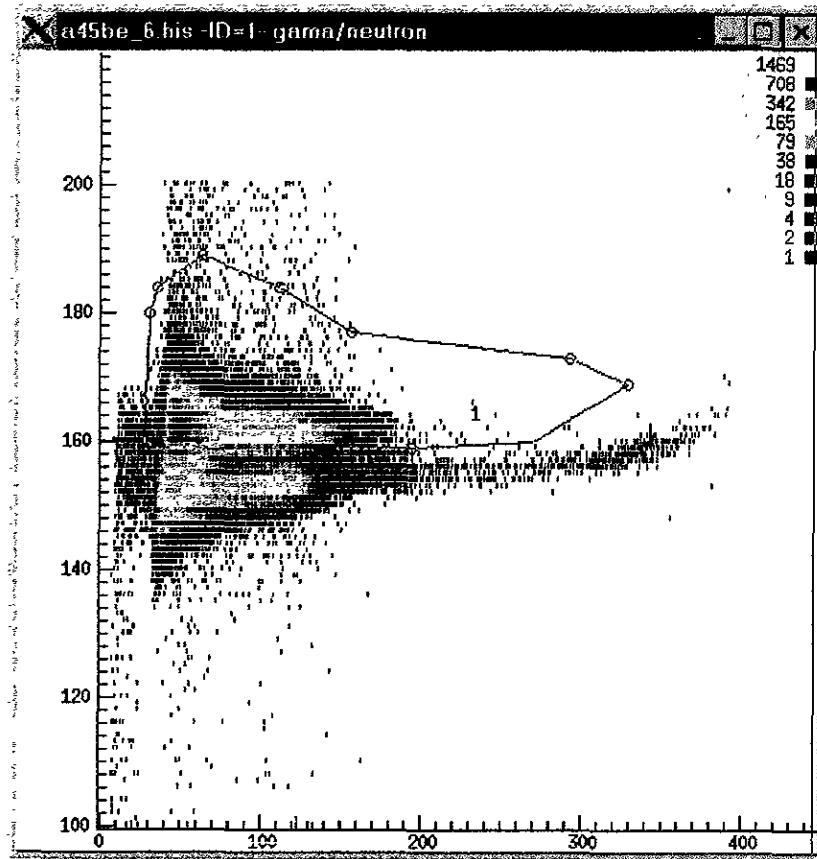


Figura 5.2: Espectro obtenido al hacer la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ a 4.5 MeV.

Como ya tenemos localizada la región de neutrones, como se explicó en el capítulo III. Ahora para obtener los espectros correspondientes, se utilizó un programa [Damm] para hacer la proyección y la integración de neutrones. Con este programa se integró el contorno definido en los espectros 5.2, 5.3 y 5.4. Y se proyectaron sobre el eje X, para así obtener los espectros en una dimensión, los cuales se muestran en las figuras 5.5.

De ellas obtuvimos las siguientes integrales de neutrones:

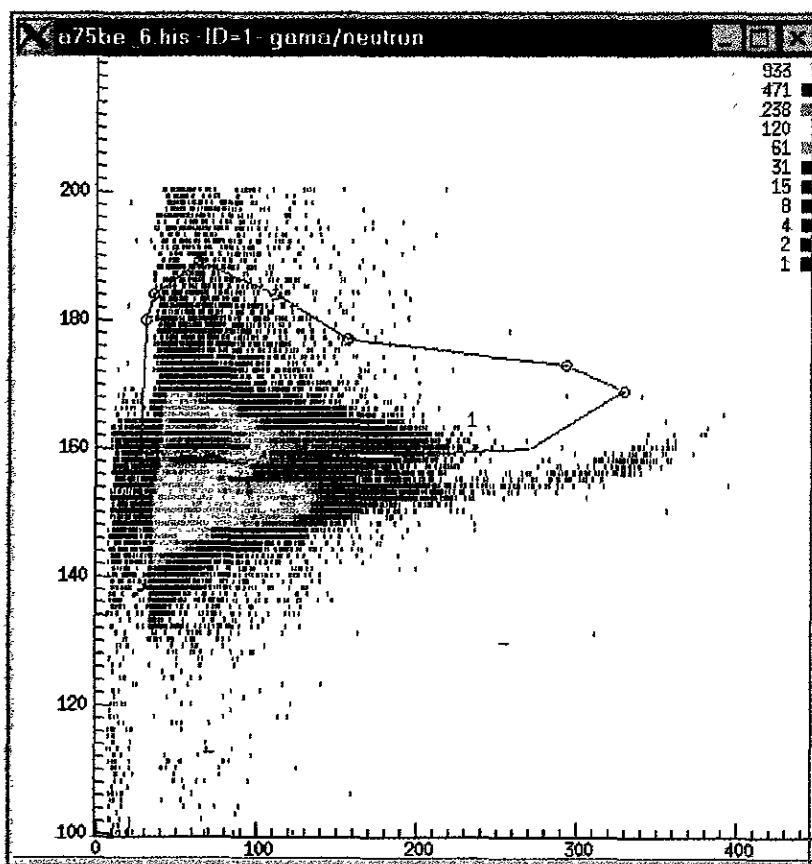


Figura 5.3: Espectro obtenido al hacer la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ a 7.5 MeV

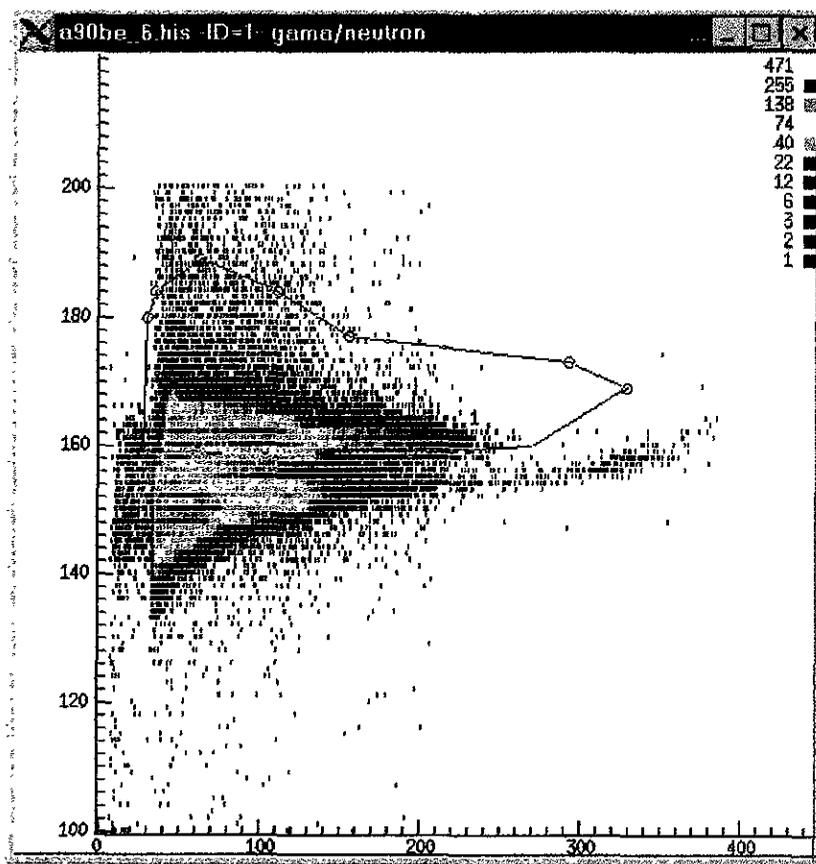


Figura 5.4: Espectro obtenido al hacer la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ a 9 MeV.

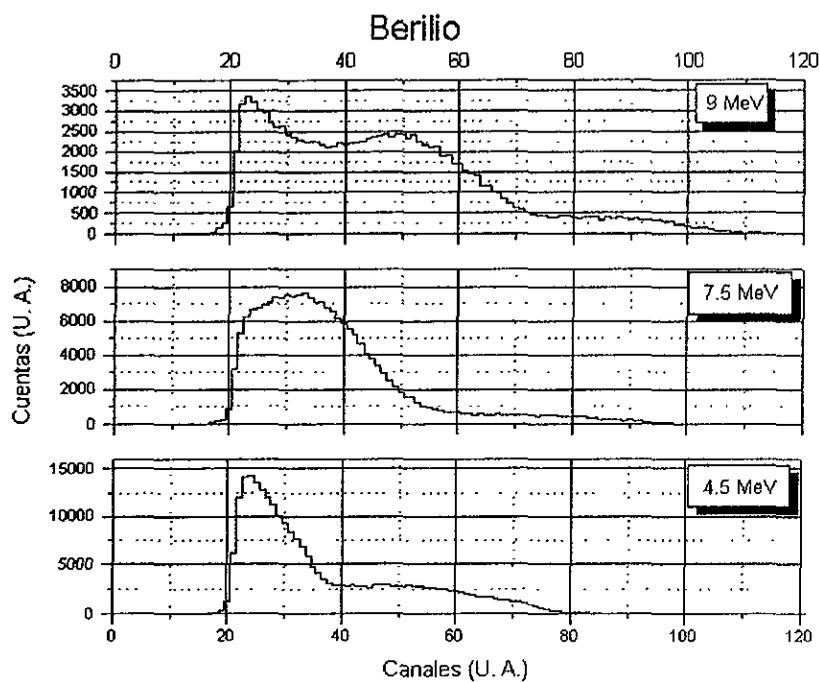


Figura 5.5: Espectros de Neutrones de la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ a 9, 7.5, 4.5 MeV

Energía del Haz (MeV)	Integral de Neutrones ($IntN$)
4.5	245096
7.5	195570
9	118321

Comparando el número total (Nt) de eventos (registrados por un contador) y el número de eventos en el Sistema de adquisición biparamétrico ($Nsab$) obtenemos el Tiempo Muerto (TM) (ver capítulo III). Con el que corregimos por Tiempo Muerto (CTM) la Integral de Neutrones ($IntN$), obteniendo la siguiente tabla:

Energía del Haz (MeV)	Integral de Neutrones Corregida a TM ($CTM(IntN)$)
4.5	527439.62
7.5	659695.81
9	295775.76

Una vez que tenemos los datos corregidos a Tiempo Muerto calculamos las Cuentas Por Unidad de Carga ($CPUC$), esto lo podemos hacer ya que teníamos conectado el blanco con un integrador de carga, y dado que el espesor del blanco de berilio (0.1 mm) es suficiente para detener a las partículas α incidentes, la carga $Intcar$ proveniente del haz es integrada en su totalidad.

$$CPUC = \frac{CTM}{Intcar} \quad (5.25)$$

introduciendo el valor de la carga del electrón obtenemos un factor de normalización:

$$Normalización = CPUC \times 1.6 \times 10^{-19} \quad (5.26)$$

Energía del Haz (MeV)	Cuentas por unidad de carga	Normalización por unidad de carga
4.5	8.5E+10	1.3550E-08
7.5	1.2E+10	3.7232E-08
9	5.7E+10	1.8279E-08

Una vez que tenemos la normalización por unidad de carga se calculó el ángulo en el centro de masas θ_{cm} utilizando la ecuación 5.16 para esto se calculó E_α y E_β utilizando las ecuaciones 5.18 y 5.19 respectivamente y x con la ecuación 5.17

Energía del Haz (MeV)	E_α	E_β	x	θ_{cm}°
4.5	3.116	0.610	0.115	6.386
7.5	5.193	0.721	0.133	6.492
9	6.232	0.777	0.139	6.528

Ya habiendo obtenido el ángulo θ_{CM} en el sistema CMS tenemos que calcular el ángulo sólido en el mismo sistema Ω_{CM} por lo que utilizamos la ecuación 5.21, y para obtener el número de total de neutrones $N_{T_{cm}}$ en 4π utilizamos la primera parte de la ecuación 5.14 sólo que $\Omega_0 = \Omega_{CM}$.

Energía del Haz (MeV)	Ω_{CM}	$N_{T_{cm}}$
4.5	0.0389	4.37E-06
7.5	0.0403	1.16E-05
9	0.0407	5.64E-06

Para obtener una cantidad que podamos comparar con datos previamente publicados en la literatura [J. K. Bair et al.], es necesario reportar la eficiencia para contar neutrones (en $n/10^6$ partículas α) la cual se muestran en la siguiente tabla y en la grafica 5.6.

Energía del Haz (MeV)	Neutrones/ 10^6 partículas α
4.5	4.367
7.5	11.611
9	5.638

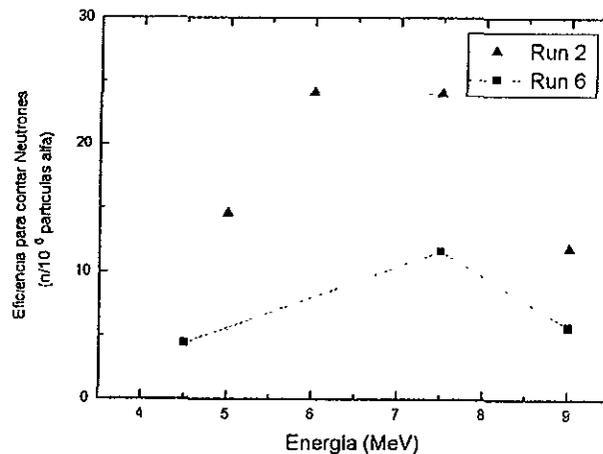


Figura 5.6: En esta gráfica mostramos el numero de neutrones por millón de α 's contados en nuestro detector para la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$

Una vez que ya tenemos la eficiencia de nuestro detector la comparamos con el artículo de J. K. Bair et al. (grafica 5.7) y obtenemos la una eficiencia relativa a la obtenida por J. K. Bair y la mostramos en la grafica 5.8

5.5.2 ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$

Al igual que la reacción con Be integró el contorno definido en los espectros 5.9, 5.10 y 5.11. Y se proyectarán, para así obtener los espectros en una dimensión. Los cuales se muestran en las graficas 5.12.

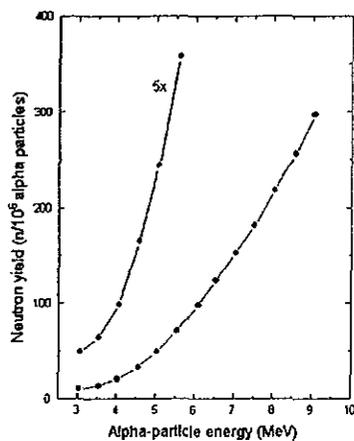


Figura 5.7: Gráfica de número de neutrones por millón de α 's tomada del artículo de J. K. Bair et al. para la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$

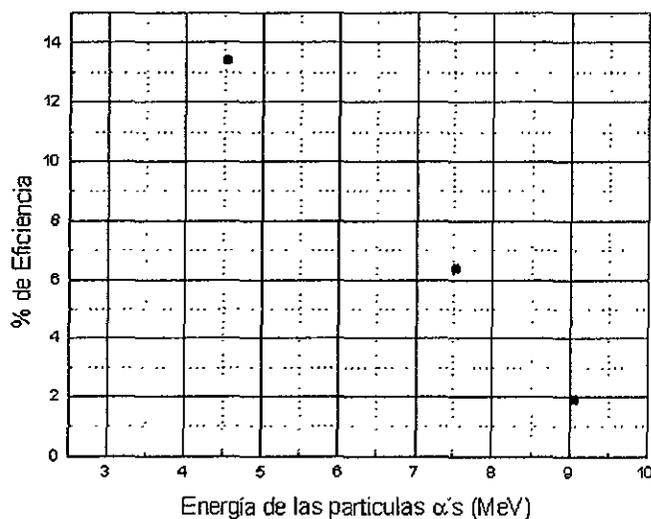


Figura 5.8: Eficiencia de nuestro detector para neutrones producidos por la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ comparada con el artículo J. K. Bair et al.

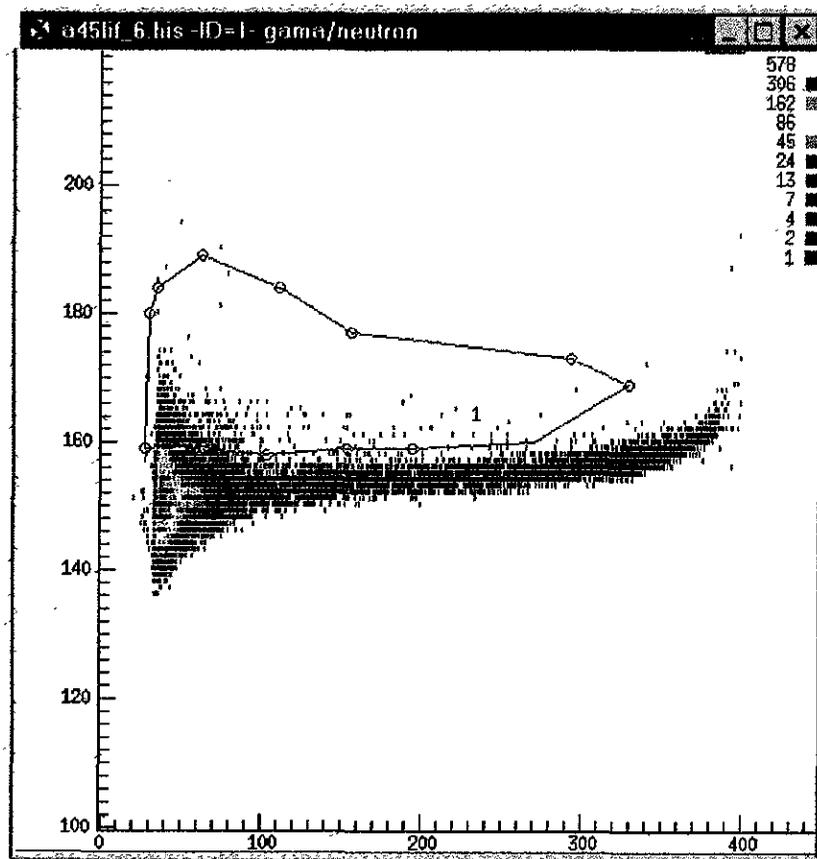


Figura 5.9: Espectro obtenido al hacer la reacción ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ a 4.5 MeV

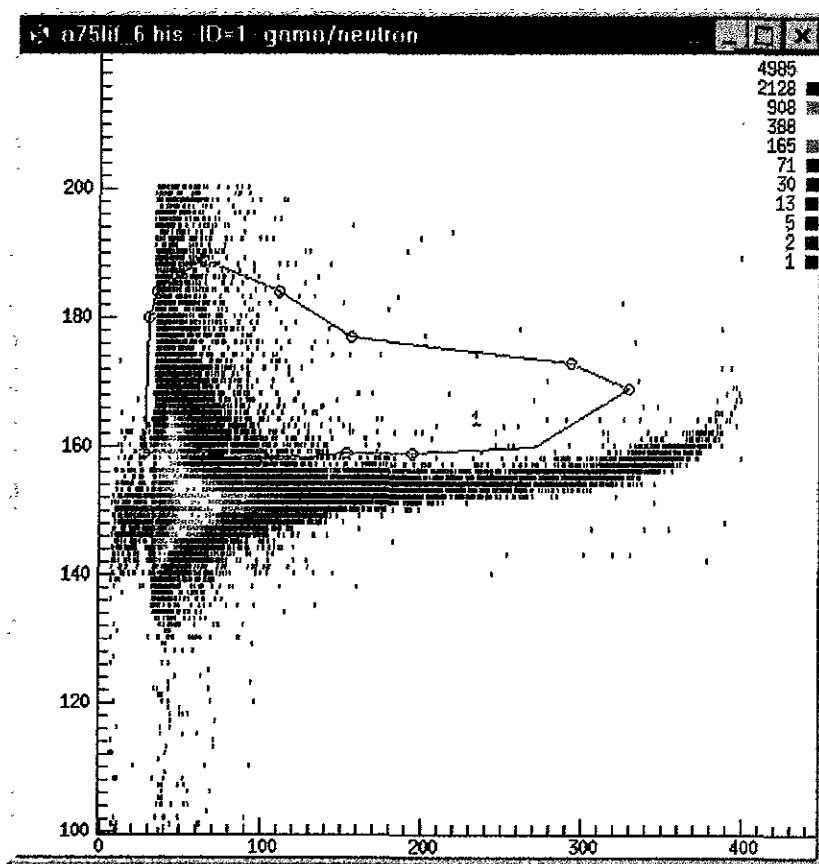


Figura 5.10: Espectro obtenido al hacer la reacción ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ a 7.5 MeV

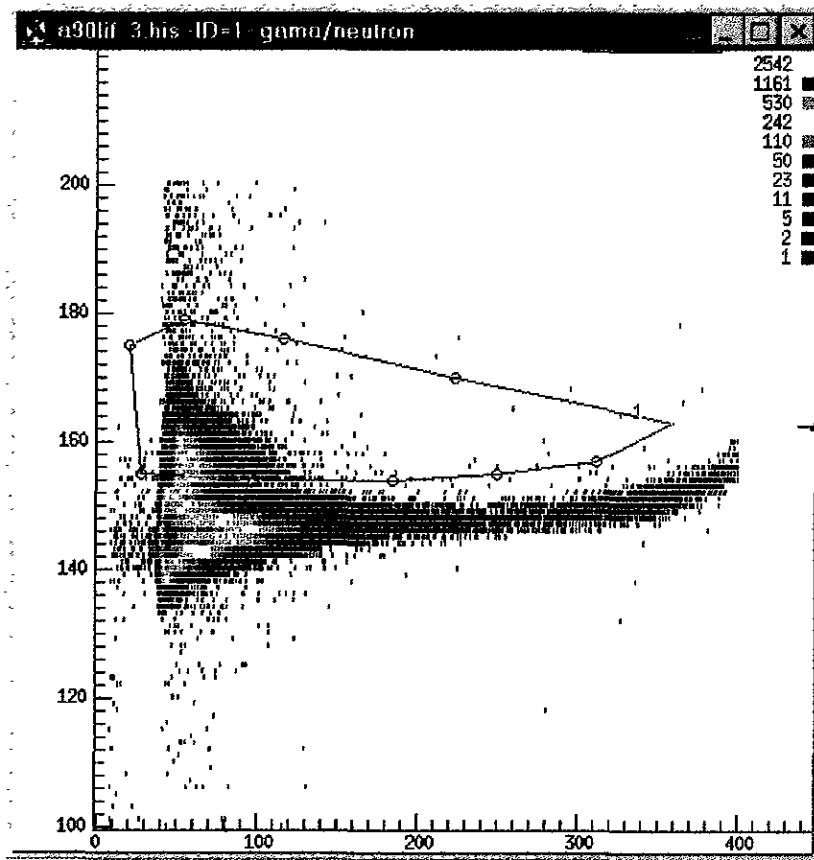


Figura 5.11: Espectro obtenido al hacer la reacción ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ a 9 MeV

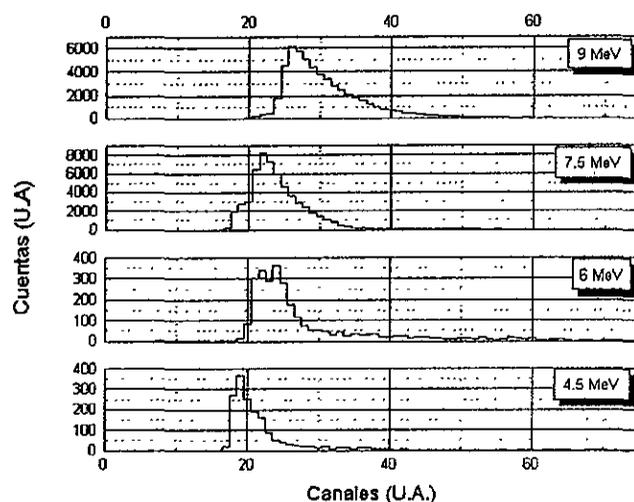


Figura 5.12: Espectros de Neutrones de la reacción ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ a 9, 7.5, 6, 4.5 MeV

De la misma manera que para el Be se obtuvo la eficiencia para contar neutrones (en $n/10^6$ partículas α) la cual se muestran en la siguiente tabla y en la grafica 5.13.

Energía del Haz (MeV)	Neutrones/ 10^6 partículas α
4.5	0.01359
6	0.25572
7.5	0.42461
9	3.29382

Comparandola con el artículo de J. K. Bair et al. (gráfica 5.14) y obtenemos la una eficiencia relativa a la obtenida por J. K. Bair y la mostramos en la gráfica 5.15

5.5.3 ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$

Al igual que la reacción con Be integró el contorno definido en los espectros 5.16, 5.17 y 5.18. Y se proyectaron, para así obtener los espectros en una dimensión. Los cuales se muestran en las graficas 5.19 y 5.20.

Para la corrida 4 (Run 4) tenemos:

Energía del Haz (MeV)	Neutrones/ 10^6 partículas α
4.5	0.00766
6	0.02642
7.5	0.07413
9	0.18713

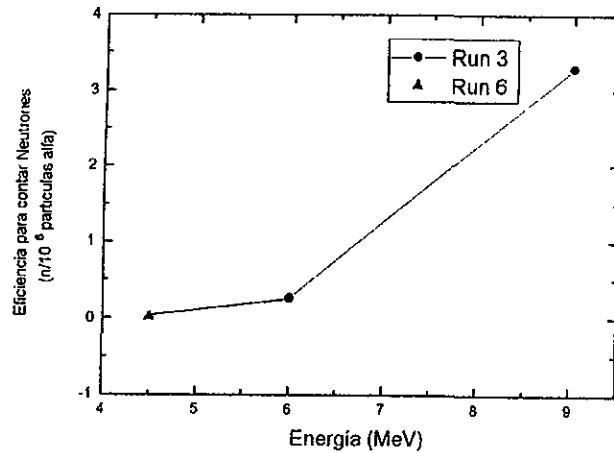


Figura 5.13: En esta gráfica mostramos el número de neutrones por millón de α 's contados en nuestro detector para la reacción ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$

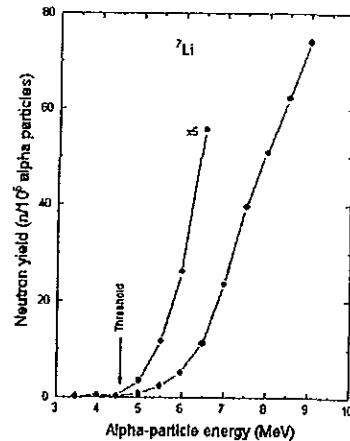


Figura 5.14: Gráfica de número de neutrones por millón de α 's tomada del artículo de J. K. Bair et al. para la reacción ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$

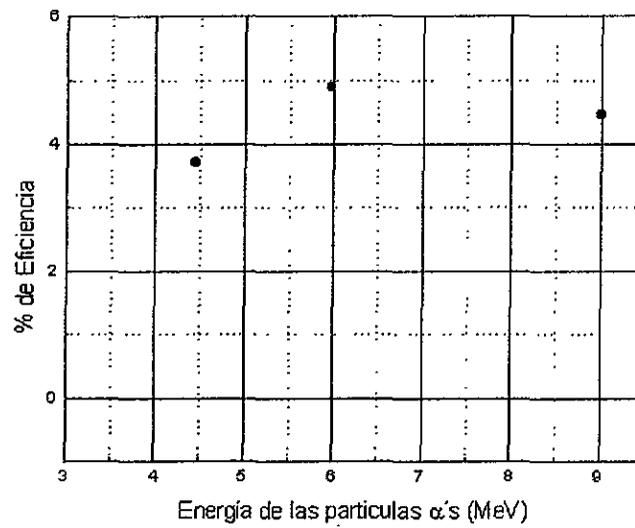


Figura 5.15: Eficiencia de nuestro detector para neutrones producidos por la reacción ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ comparada con el artículo de J. K. Bair et al.

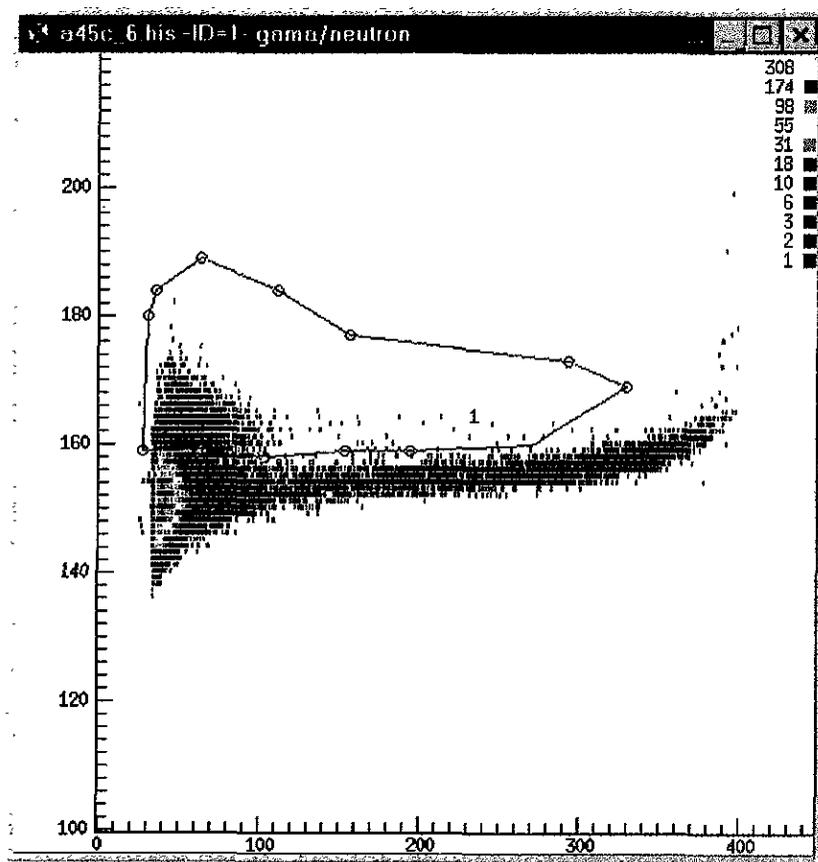


Figura 5.16: Espectro obtenido al hacer la reacción $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ a 4.5 MeV

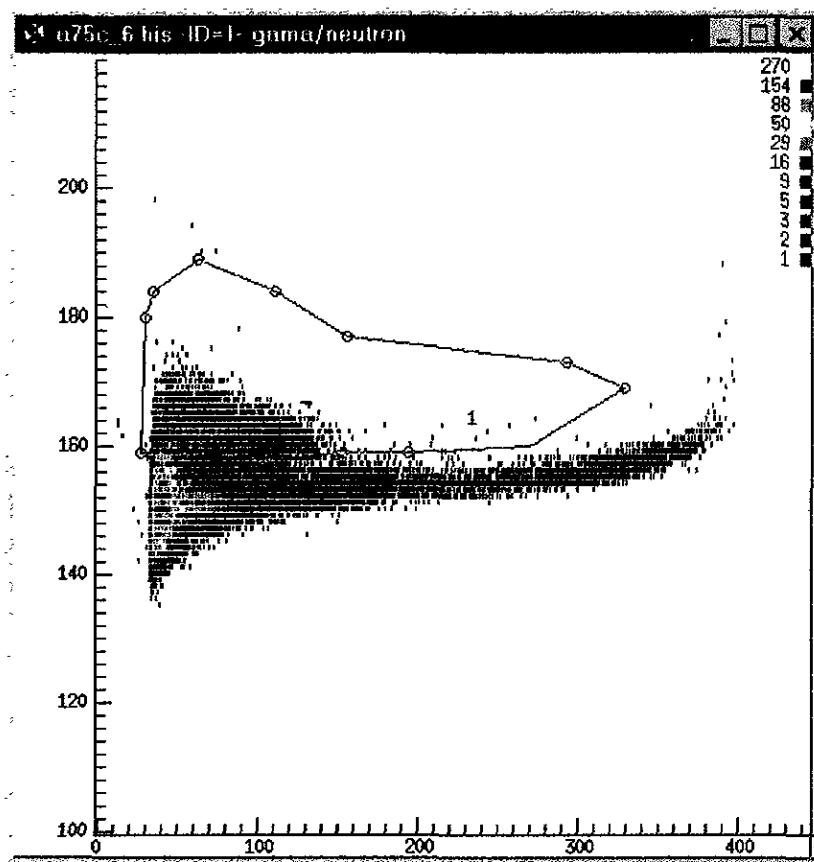


Figura 5.17: Espectro obtenido al hacer la reacción $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ a 7.5 MeV

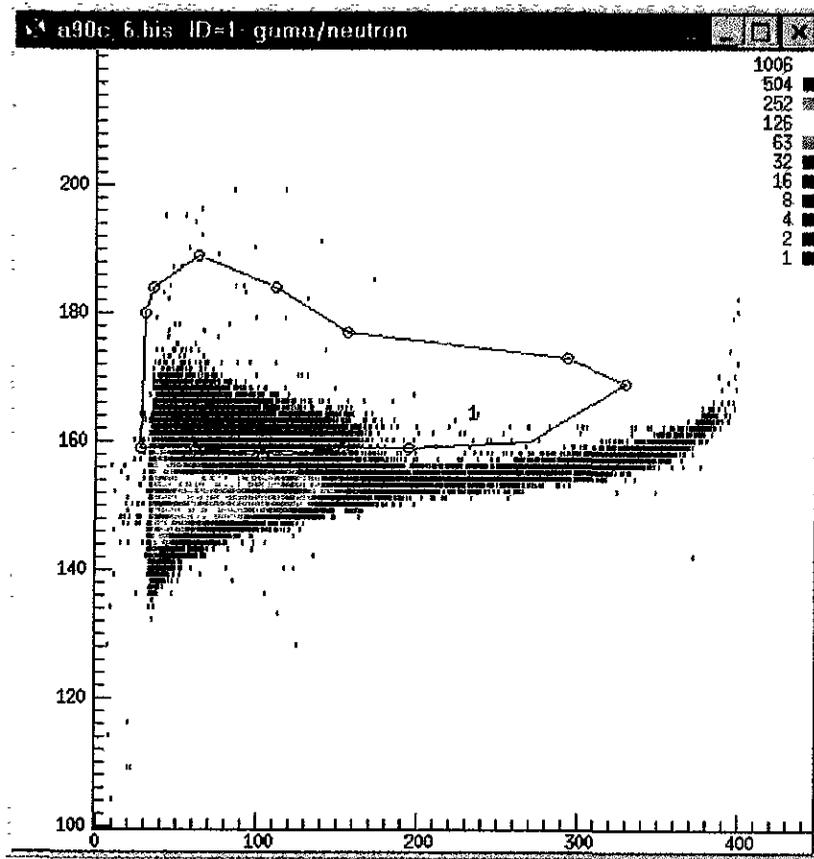


Figura 5.18: Espectro obtenido al hacer la reacción $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ a 9 MeV

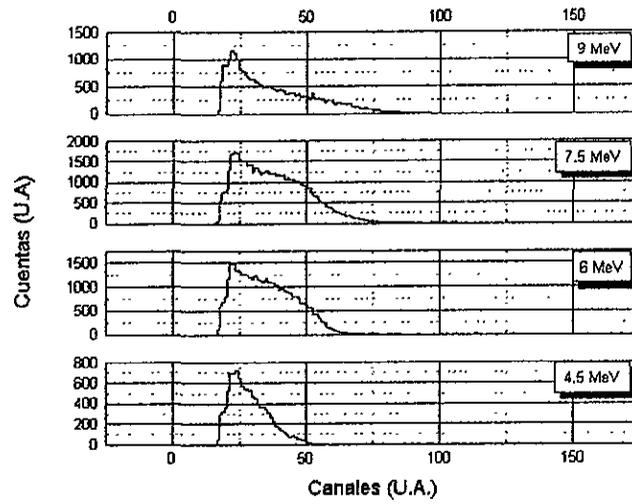


Figura 5.19: Espectros de Neutrones de la reacción $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ a 9, 7.5, 6, 4.5 MeV

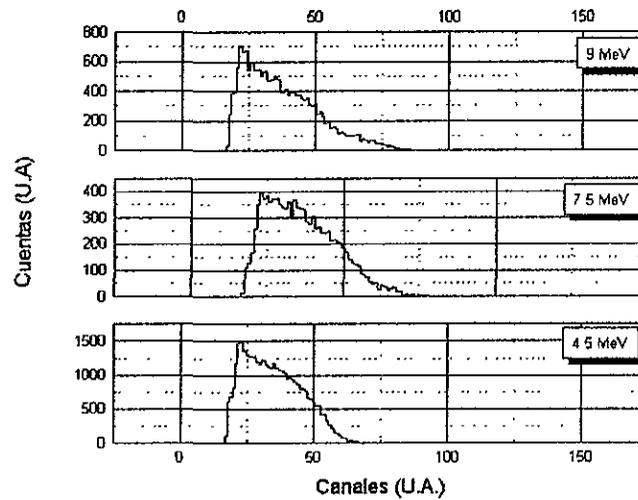


Figura 5.20: Espectros de Neutrones de la reacción $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ a 9, 7.5, 4.5 MeV

5.6. COMPARACIÓN DE ESPECTROS DE LA REACCIÓN ${}^9\text{Be}(\alpha, N){}^{12}\text{C}$ A 0° Y A 90° 58

y para la corrida 6 (run 6) obtuvimos:

Energía del Haz (MeV)	Neutrones/ 10^6 partículas α
4.5	0.01108
7.5	0.03388
9	0.10648

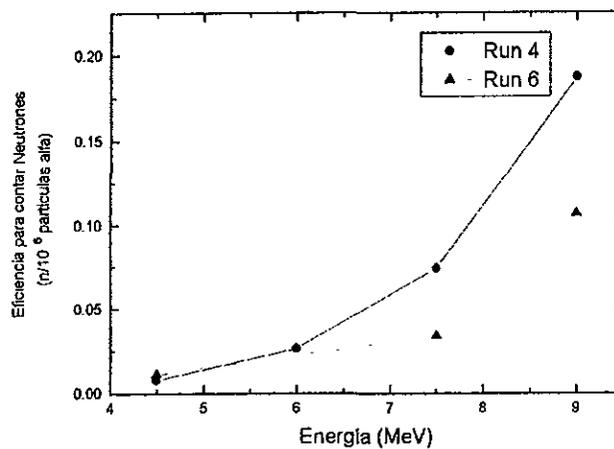


Figura 5.21: En esta gráfica mostramos el número de neutrones por millón de α 's contados en nuestro detector para la reacción ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$

En la gráfica 5.8 para la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ la eficiencia de nuestro detector va decreciendo conforme la aumenta la energía del haz de α 's. Por otra parte en la reacción ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$, gráfica 5.15, la eficiencia es prácticamente constante. En la tabla 5.1 podemos comparar la energía de los neutrones a cero grados en las reacciones de ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$, ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ y ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$. En estas tablas podemos observar que la energía de los neutrones de la reacción de Berilio es mucho mayor que la de Litio. Debido a lo anterior podemos concluir que nuestro detector no es muy eficiente para el caso de neutrones muy energéticos.

5.6 Comparación de espectros de la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ a 0° y a 90°

Los siguientes espectros corresponden a colocar el detector a 90° con respecto al haz de α 's esto se hizo con el propósito de observar algún cambio en las proyecciones de los neutrones que salen a 0° y a 90° según la cinemática.

5.6. COMPARACIÓN DE ESPECTROS DE LA REACCIÓN ${}^9\text{Be}(\alpha, N){}^{12}\text{C}$ A 0° Y A 90° 59

Energía del Haz de α 's (MeV)	${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$	${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$	${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$
4.5	10.11	0.42	6.54
5	10.58	1.01	7.01
5.5	11.05	1.52	7.48
6	11.52	2	7.95
6.5	11.98	2.47	8.42
7	12.45	2.93	8.89
7.5	12.91	3.39	9.35
8	13.38	3.85	9.82
8.5	13.84	4.31	10.29
9	14.30	4.76	10.76

Tabla 5.1: Energía de los neutrones a cero grados (MeV)

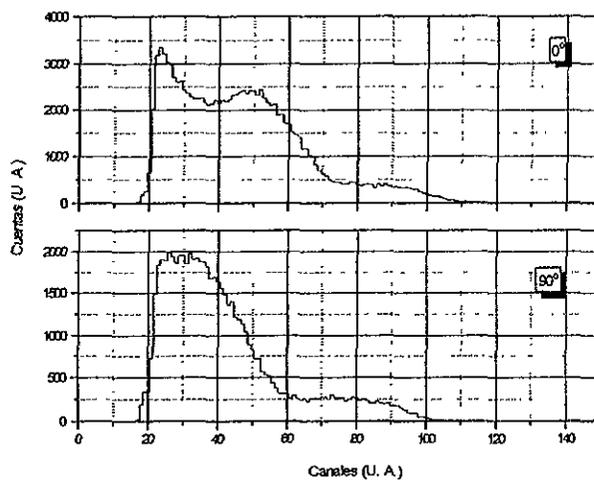


Figura 5.22: Espectro experimental de ${}^9\text{Be}(\alpha, N){}^{12}\text{C}$ a 9 MeV a 0° y 90°

5.6. COMPARACIÓN DE ESPECTROS DE LA REACCIÓN ${}^9\text{Be}(\alpha, N){}^{12}\text{C}$ A 0° Y A $90^\circ 60$

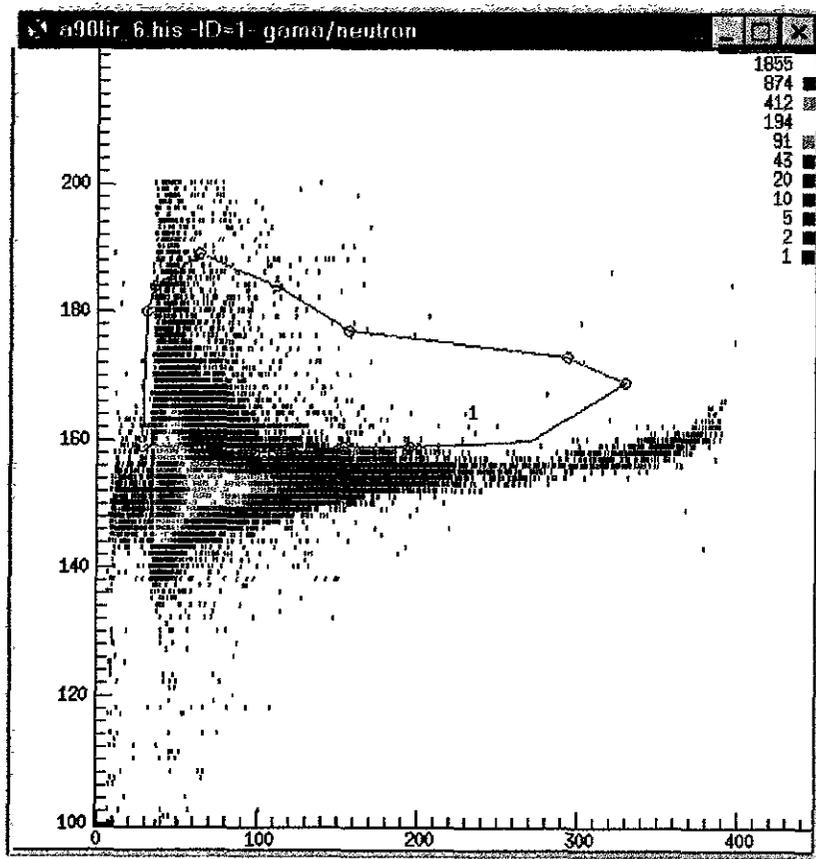


Figura 5.23: Espectro obtenido al hacer la reacción a $90^\circ {}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$ a 9 MeV

5.6. COMPARACIÓN DE ESPECTROS DE LA REACCIÓN ${}^9\text{Be}(\alpha, N){}^{12}\text{C}$ A 0° Y A 90° 61

Las proyecciones que se muestran en la figura 5.22 aunado al espectro de la figura 6.1 nos llevaron a pensar que nuestro detector tenía cierta resolución en la energía por lo cual se decidió hacer un modelo en el cual simularíamos lo que sucede en el interior del detector de plástico centellador que se muestra en el siguiente capítulo.

Capítulo 6

Modelo de resolución de energía para el detector de neutrones.

6.1 Introducción

Al observar el espectro teórico obtenido por el programa Lilita para la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ a 9 MeV (figura 6.1), y el espectro experimental de la misma reacción (figura 6.2) nos da información sobre la resolución en energía de nuestro detector, ya que como se puede ver, el espectro experimental puede ser aproximado adicionando dos curvas gaussianas que recuerdan la estructura del espectro en energía teórico mostrado. Con esta motivación se desarrolló un modelo simple, que se describe a continuación, que incorpora los elementos básicos de la interacción de los neutrones con los materiales hidrogenados y la respuesta del detector para intentar entender la estructura del espectro experimental.

La teoría nos dice que en una colisión elástica se conservan el ímpetu y la energía cinética por lo tanto para un neutrón que incide en un núcleo tenemos las dos ecuaciones que expresan estas características

$$I_n = P_n + P \quad (6.1)$$

$$U_n = E_n + E, \quad (6.2)$$

donde I_n es el ímpetu del neutrón antes del choque, P_n es el ímpetu de neutrón después del choque, P es el ímpetu del núcleo del átomo después del choque. De manera similar U_n es la energía cinética del neutrón antes de choque, E_n es la del neutrón después del choque y E es la del núcleo después de choque.

En estas ecuaciones hemos supuesto que el núcleo del átomo se encuentra en reposo antes de la colisión. Estamos interesados en encontrar la energía que se transfiere al núcleo del átomo después de la colisión. Para resolver este problema nos trasladamos al sistema de referencia en el que el centro de masa está en reposo y para esto, tenemos:

$$u'_n m_n + u' m = v'_n m_n + v' m, \quad (6.3)$$

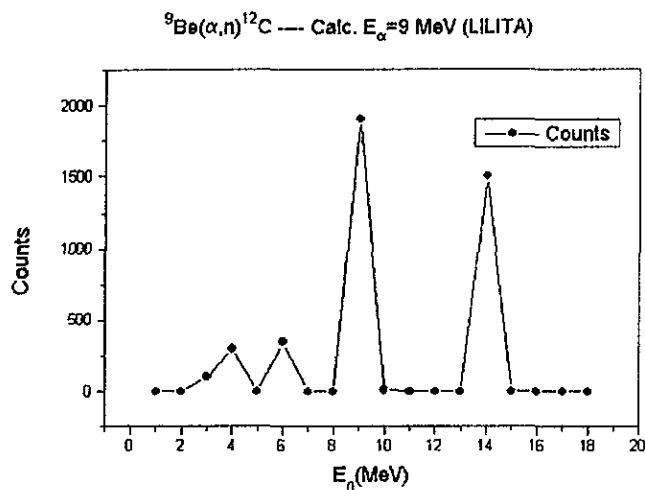


Figura 6.1: Espectro teórico de la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ generado con el programa lilita

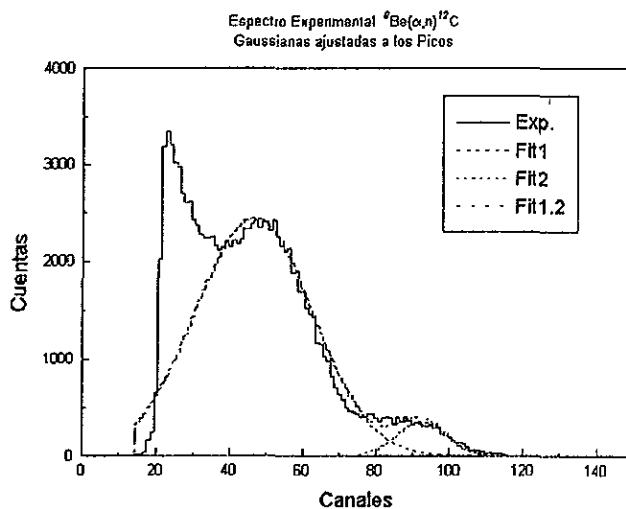


Figura 6.2: Espectro Experimental de la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ con gaussianas ajustadas en los picos.

en donde u'_n es la velocidad de incidencia del neutrón u' es la velocidad de incidencia del núcleo del átomo, v'_n es la velocidad de dispersión del neutrón y v' es la velocidad de dispersión del núcleo del átomo. todas éstas medidas desde el sistema centro de masa. De manera similar para el sistema del laboratorio tenemos

$$u_n m_n + u m = v_n m_n + v m, \quad (6.4)$$

en donde u es igual a cero, y las literales sin primar se refieren al sistema en el que el núcleo del átomo está en reposo, así que tenemos las relaciones de transformación entre unas y otras

$$u'_n = u_n - v_{cm} = u_n - u_n \mu_n = u_n (1 - \mu_n) = \mu u_n \quad (6.5)$$

$$u' = -v_{cm} = -u_n \mu_n \quad (6.6)$$

$$v'_n = v_n - v_{cm} = v_n - u_n \mu_n \quad (6.7)$$

$$v' = v - v_{cm} = v - u_n - \mu_n \quad (6.8)$$

Donde:

v_{cm} = velocidad del centro de masa

$$\mu_n = \frac{m_n}{m_n + m}; \text{ masa reducida del neutrón} \quad (6.9)$$

$$\mu = \frac{m}{m_n + m}; \text{ masa reducida del núcleo} \quad (6.10)$$

De las ecuaciones 6.5 y 6.7 se tiene:

$$v' = v + u \quad (6.11)$$

Por otro lado por la conservación del ímpetu y la energía, tenemos:

$$m_n v'_n = m v'$$

$$m_n u'_n = m u'$$

$$\frac{m_n v'_n{}^2}{2} + \frac{m v'^2}{2} = \frac{m_n u'_n{}^2}{2} + \frac{m u'^2}{2}$$

$$v' = u'$$

$$v'_n = u'_n$$

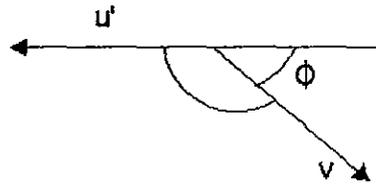


Figura 6.3:

Por lo tanto, las magnitudes de las velocidades son las mismas, sólo cambia la dirección después de choque. Y como v y u' son tales que:

donde ϕ es el ángulo de dispersión medido en el laboratorio y de la ecuación 6.11 tenemos:

$$v'^2 = v^2 + u'^2 - 2vu' \cos \phi,$$

$$v = 2u' \cos \phi,$$

$$v = 2\mu_n u_n \cos \phi,$$

con lo cual tenemos la energía que cede el neutrón al núcleo del átomo en términos de la energía de neutrón incidente:

$$\frac{E}{U_n} = \frac{\frac{mv^2}{2}}{\frac{mu_n^2}{2}} = \frac{m(2\mu_n u_n \cos \phi)^2}{m_n u_n^2}.$$

Entonces:

$$\frac{E}{U_n} = 4 \frac{m}{m_n} \mu_n u_n \cos^2 \phi = 4\mu\mu_n \cos^2 \phi. \quad (6.12)$$

Por otro lado el cociente de la energía del neutrón dispersado entre la energía con que incidió, medidas en el laboratorio será:

$$\frac{E_n}{U_n} = \frac{\frac{m_n v_n^2}{2}}{\frac{m_n u_n^2}{2}} = \frac{v_n^2}{u_n^2}$$

$$\frac{E_n}{U_n} = \frac{v_n'^2 + u_n^2 \mu_n^2 + 2\mu_n v_n u_n \cos \theta}{u_n^2}$$

$$\frac{E_n}{U_n} = \frac{u_n^2 \mu_n^2 + u_n^2 \mu_n^2 + 2\mu_n \mu u_n^2 \cos \theta}{u_n^2}$$

$$\frac{E_n}{U_n} = \mu^2 + \mu_n^2 + 2\mu_n\mu \cos \theta. \quad (6.13)$$

Para demostrar como es la distribución de la energía de los neutrones después de haber tenido una colisión con un núcleo de masa A tomamos la ecuación 6.13 donde se da la energía con que emerge un neutrón, después de haber chocado con un núcleo de masa A :

$$\frac{E_n}{U_n} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2}.$$

Si definimos dW como la probabilidad de que el neutrón salga con una energía entre E y $E + dE$, y además ΔE como el intervalo de las posibles energías con que puede salir el neutrón tenemos:

$$dW = \frac{dE}{\Delta E}$$

$$\frac{dW}{dE} = \frac{1}{\Delta E}$$

Ahora como el ángulo de dispersión puede correr en el intervalo de 0 a π , el intervalo de posibles energías será (suponiendo una distribución isotrópica):

$$\Delta E = 4 \frac{AE_0}{(A + 1)^2},$$

por lo que:

$$\frac{dW}{dE} = \frac{(A + 1)^2}{4AE_0},$$

la cual tiene la forma descrita en la figura 6.4

6.2 Modelo propuesto.

Esta forma es conocida desde hace mucho tiempo y totalmente diferente a la forma del espectro experimental mostrado en la figura 6.2, lo que muestra que hay que agregar elementos adicionales para entender esta forma. Un neutrón al atravesar el detector puede colisionar una o varias veces (o ninguna) con protones del material. En cada colisión, el protón de retroceso toma parte de la energía inicial del neutrón, con una probabilidad uniforme, como ya se mostró. Si el detector fuese infinitamente grande, los neutrones acabarían por depositar toda su energía y el detector produciría una señal que contendría información de la energía original del neutrón. Para detectores reales, finitos, la energía depositada por un neutrón dependerá del número promedio de interacciones que tenga dentro del detector antes de escapar. El modelo que proponemos, es el más simple posible en el que se va a suponer que la probabilidad de que un neutrón colisione con un protón del material es independiente de su energía, además supondremos que la eficiencia de conversión de energía de los protones de retroceso en luz y su colección por el

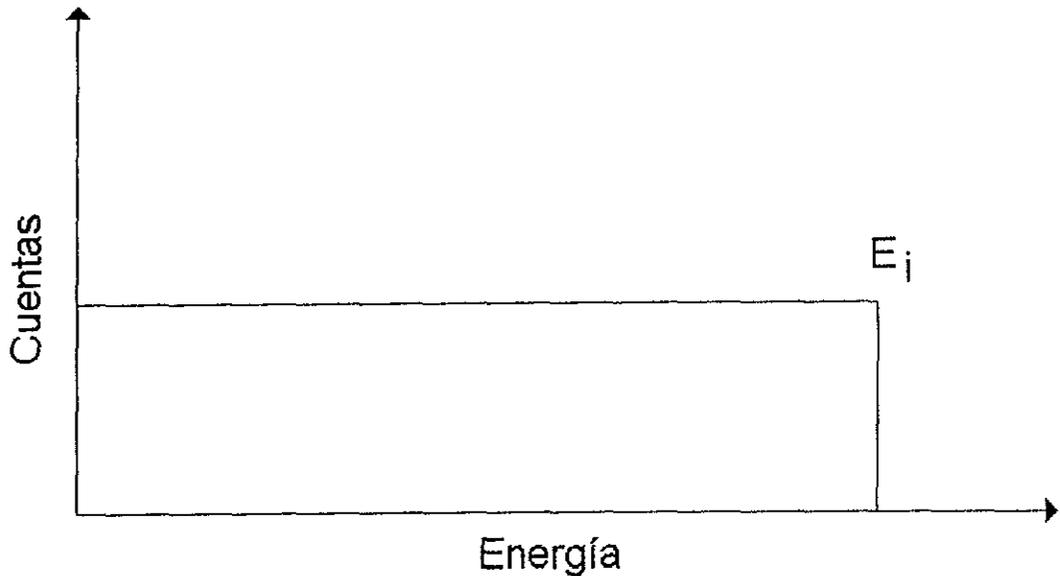


Figura 6.4: Forma teórica de resolución a la energía.

fotomultiplicador, es igualmente independiente de la energía de los protones. Tomaremos una resolución promedio en energía de nuestro sistema de detección, que es típica para este tipo de detectores, del 10 % (FWHM). Con todos estos elementos, se lleva a cabo una simulación mediante el método Monte Carlo. Se toma el espectro de energías teórico para los neutrones incidentes (ver figura 6.1), es decir, la energía de cada neutrón es tomada de una distribución que tiene esa forma. Estos neutrones penetran en el detector y sufren una, dos, tres o más colisiones con los protones del líquido centelleador, produciendo en cada paso a un protón de retroceso. Este protón deposita toda su energía dentro del centelleador y ésta es convertida sucesivamente en luz, fotoelectrones en el fotomultiplicador, esta corriente es multiplicada y finalmente convertida en un pulso eléctrico de una amplitud que es función de la energía original del protón. En la simulación, la amplitud de este pulso se toma de una distribución gaussiana centrada en la energía del protón con una FWHM de 10%. Estas amplitudes se suman, en el caso de que se tenga más de una colisión y se guardan en un espectro que es el que vamos a comparar con el medido experimentalmente. El programa correspondiente se realizó en fortran y se encuentra en el Apéndice B.

La figura 6.5 se muestra la comparación entre el espectro experimental de la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ y los resultados de nuestros cálculos con el modelo arriba descrito para el caso en el que el número promedio de rebotes (o colisiones) de los neutrones con los protones del material es 2.

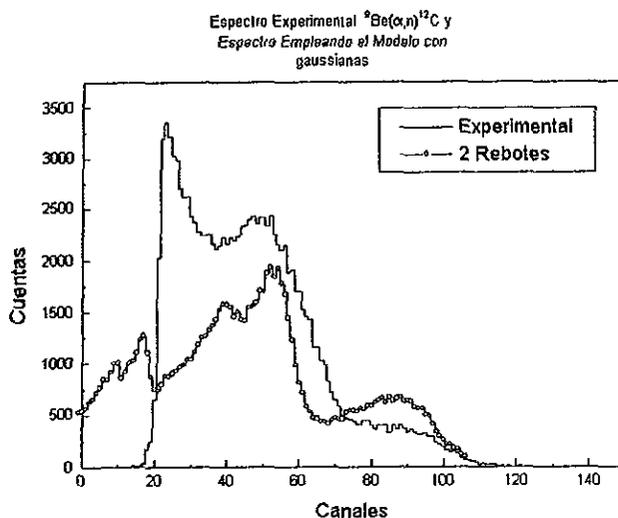


Figura 6.5: Comparación del espectro experimental de amplitudes con el modelo para 2 rebotes.

Sin obtener un acuerdo perfecto entre estos dos espectros, si es claro que podemos reproducir cualitativamente la forma del espectro medido, entendiendo así su estructura. Nuestro modelo puede mejorarse incorporando situaciones más realistas, como por ejemplo la verdadera dependencia de la sección eficaz proton - neutrón con la energía, así como otros detalles de la conversión de la energía original de los protones de retroceso en luz y eventualmente en corriente eléctrica en el fotomultiplicador. Sin embargo, esta tarea excede los objetivos del presente trabajo y forma parte de los planes de desarrollo futuro de esta línea de trabajo en el grupo de física nuclear del IFUNAM.

Capítulo 7

Conclusiones

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

7.1 Sistema multiparamétrico de adquisición de datos.

El sistema multiparamétrico de adquisición de datos puede ser considerado como la columna vertebral de la tesis ya que sin él habría sido imposible hacer medidas como las que hemos descrito en este trabajo. Se trata por otro lado de un sistema desarrollado desde cero hasta conseguir un producto de nivel profesional.

Este sistema ha sufrido constantes modificaciones ya que con la adquisición de nuevo equipo (tarjetas, módulos, computadoras) se ha mejorado la velocidad de adquisición y simplificado el manejo de los datos así como del ambiente. Actualmente acepta un máximo de 2500 cuentas por segundo en modo biparamétrico, aunque ya en la zona de saturación en tiempo muerto. Sin embargo con estas características, el sistema es adecuado para la totalidad de los experimentos hasta ahora intentados y solamente en el futuro se verá la necesidad de mejorarlo, por el momento se le considera como terminado con excelentes resultados como lo demuestran los trabajos que ya se han publicado o están por publicarse utilizándolo:

- La caracterización del un detector centellador [Villarreal]
- Pruebas de un detector gaseoso multialambre para dispersión elástica, tesis de Doctorado, M. en C. José Rubén Alfaro Molina.
- Estudio sobre un detector de centelleo sensible a la posición, Juan Manuel López Robles, tesis de Licenciatura
- Parallel-plate avalanche counters, A. Martínez Dávalos, R. Alfaro Molina VII ICFA School on Instrumentation in elementary Particle Physics. (en Prensa).
- Medidas de resonancias de protones en blancos gruesos (polipropileno), [J. Gomez del Campo]

Debido a las bibliotecas disponibles para la programación del sistema de adquisición es versátil y bastante sencillo diseñar un programa para cualquier tipo de experimento que requiera adquisición o presentación de datos en modo multiparamétrico.

Para ejemplificar las limitantes de este sistema mencionaremos que a tasas de conteo muy altas, por ejemplo a 1385 datos/seg en modo biparamétrico, tenemos un tiempo muerto de 80%.

Por otro lado el almacenamiento de datos *evento por evento* que requiere de grandes cantidades de memoria, no ha sido totalmente implementado, ya que el almacenamiento de esta cantidad de información en disco duro es imposible. Para resolver este problema el sistema de adquisición será expandido mediante una tarjeta *SCSI* que conectaremos conjuntamente con una unidad de cintas *EXABYTE* con capacidad de 8 gigabytes de información por cinta, lo que ofrece una capacidad de almacenamiento prácticamente indefinida. La velocidad de almacenamiento en este tipo de unidad es típicamente del orden de varios cientos de miles de bytes por segundo, lo que se acopla perfectamente a las tasas que manejamos.

7.2 Sistema de extracción de señales de Tiempo de Vuelo

Este sistema, como se explicó, consta de una unidad diseñada y construida por nuestro grupo siguiendo muy de cerca las especificaciones encontradas en la literatura relevante. Individualmente fue caracterizado en cuanto a sus propiedades eléctricas y mecánicas, sin embargo las pruebas "in situ", con un haz pulsado no se han podido llevar a cabo por fallas del acelerador de 5.5 MV. Esperamos poder llevar a cabo las pruebas definitivas en el primer cuatrimestre de 1998.

Una vez que se resuelvan estos problemas esperamos poder utilizar esta técnica tanto como una alternativa al método de análisis de forma de pulso para identificar neutrones así como para poder medirles su energía con buena resolución.

7.3 Determinación del Blindaje para el Detector de Neutrones.

Aquí pudimos responder a dos preguntas elementales; en primer lugar sobre la concentración de boro (borax) necesaria para conseguir la reducción máxima del flujo de neutrones que atraviesan una cantidad de parafina dada, y en segundo lugar, hemos podido medir experimentalmente la reducción de dicho flujo para diferentes espesores de blindaje de parafina. En el primer caso se determinó que el borax en distintas concentraciones no afectan realmente al flujo de neutrones que podemos detectar con nuestro detector, ya que este último es solamente sensible a los neutrones rápidos para los que el boro no tiene una sección de captura importante. En el segundo caso se pudo medir que para el espesor de parafina que se usará en el blindaje final del detector el nivel de reducción del flujo de neutrones rápidos es del orden o mejor que el 70%, tal como se había calculado en el diseño original, y aunque no resulta sorprendente o nuevo, si es necesario verificar experimentalmente las predicciones.

7.4 Determinación de secciones relativas.

Los experimentos realizados con haces de α sobre distintos blancos son los primeros de este tipo que se realizan en el Instituto de Física. La obtención de secciones eficaces absolutas requiere del conocimiento de la eficiencia de detección de neutrones de nuestro sistema. Esto depende tanto de la energía de los neutrones como de las condiciones de operación del tubo fotomultiplicador y del sistema analizador de forma de pulso. La obtención de esta funcionalidad para la eficiencia constituye en sí un trabajo al menos tan amplio, si no más, que la totalidad de lo aquí presentado,

por lo que las medidas que prácticamente se pudieron llevar a cabo exitosamente constituyen una primera, pero valiosa, aproximación. Cabe mencionar que ésta fue la primera aplicación de nuestro sistema de adquisición de datos y que explotamos aquí su capacidad biparamétrica y gráfica al identificar a los neutrones en un mapa en dos dimensiones mediante un contorno de forma arbitraria.

En los experimentos sobre el blanco de Berilio, en base a la comparación con datos existentes, pudimos comprobar la importancia del conocimiento de la función de eficiencia, especialmente para neutrones muy energéticos. Nuestras medidas mostraron que cuando se incrementa la energía del haz de α 's, y por lo tanto la de los neutrones emitidos, nuestra eficiencia de detección decae de manera importante. Los caso del blanco de Litio y de Carbono no muestran un efecto tan drástico debido a que la energía de los neutrones en el laboratorio es mucho menor.

Una tarea importante para el futuro de este proyecto, es justamente la determinación de esta eficiencia de detección. Los datos para muchos elementos ligeros (incluyendo el carbono natural como el que medimos aquí cualitativamente), son de interés en la industria del almacenamiento de desechos radioactivos.

Al final del capítulo correspondiente se muestra la forma de la eficiencia de detección como función de la energía del haz incidente, extraída de la comparación de nuestras medidas con los datos publicados en la literatura. Esta función debe ser tomada como indicativa solamente y únicamente mediante medidas específicas se podrá determinar con la precisión adecuada.

7.5 Modelo de resolución de energía para el detector de neutrones.

Este modelo se realizó para entender la estructura del espectro experimental para neutrones provenientes de la reacción ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ a 9 MeV. En él se incorporan los elementos básicos de la interacción de los neutrones con los materiales hidrogenados y la respuesta del detector y la electrónica asociada.

Los resultados de nuestros cálculos con el modelo producen espectros que pueden compararse directamente con los medidos. Se puede observar que el modelo aunque es simple reproduce cualitativamente la estructura del espectro experimental en el caso en que el número promedio de rebotes (o colisiones) de los neutrones con los protones del material es 2. De aquí podemos concluir, a pesar de la simpleza del modelo, que nuestro detector nos proporciona una cierta (pobre) resolución en energía, aunque no en modo evento por evento.

Es posible hacer mejoras en este modelo las cuales están planeadas a futuro.

Apéndice A

Estequiometría del Bórax Decahidratado ($Na_2B_4O_7 \cdot 10H_2O$) Polvo.

Borax (%)	99.5
Oxido de Sodio (%)	17.33
Trioxido de Boro (%)	38.01
Agua de cristalización (%)	43.32
Como Bórax Anidro (%)	56.30
Cloruros (%)	0.15
Sulfatos (%)	0.025
Carbonatos (%).....	0.067
Fierro (PPM).....	9
Malla	200

Los datos anteriores fueron proporcionados por nuestro proveedor [Drogeria Cosmopolita].

Apéndice B

Programa de simulación

```
C *****
C Program simulación
C *****
parameter(irebo=11,ican=511)
integer*4 espectro(irebo,ican),iEn(irebo),iEp(irebo),E0
iter=10000
integer*4 gaus espec(irebo,ican),iGn(irebo),iGp(irebo),iter
iter=10000
iseed=254
C *****
C : : zeros
C *****
do i=1,irebo
  do j=1,ican
    espectro(i,j)=0
  enddo
enddo
C *****
do 100 iter=1,100000
  call arbran(x,iseed)
  E0=ifix(500.0 * x + 0.5)
  iEn(1)=E0
  espectro(11,iEn(1))=espectro(11,iEn(1))+1
  V=RANdom(iseed)
  iGn(1)=ifix(E0*(1+GAUS(V)*E0*.0002))
  gaus espec(11,iGn(1))=espectro(11,iGn(1))+1
do i=1,irebo-1
  iEpp=ifix(iEn(i)*RANdom(iseed)+.5)
  iEn(i+1)=iEn(i)-iEpp
  V=RANdom(iseed)
  iGpp=ifix(iEpp*(1+GAUS(V)*iEpp*.0002))
  iGn(i)=iEn(i+1)*iGpp
  if (i.eq.1)then
    iEp(1)=iEpp
    iGp(1)=iGpp
  else
    iEp(i)=iEp(i-1)+iEpp
    iGp(i)=iGp(i-1)+iGpp
  endif
  espectro(i,iEp(i))=espectro(i,iEp(i))+1
  gaus espec(i,iGp(i))=gaus espec(i,iGp(i))+1
enddo
C *****
100 continue
open(32,file='out.dat',status='unknown')
do j=1,ican
  write(32,200)j,espectro(1,j),espectro(2,j),espectro(3,j),
  n espectro(4,j),espectro(5,j),espectro(6,j),espectro(7,j),
  n espectro(8,j),espectro(9,j),espectro(10,j),espectro(11,j)
enddo
close(32)
open(32,file='gaus dat',status='unknown')
do j=1,ican
  write(32,200)j,gaus espec(1,j),gaus espec(2,j),
  n gaus espec(3,j),gaus espec(4,j),gaus espec(5,j),
  n gaus espec(6,j),gaus espec(7,j),gaus espec(8,j),
  n gaus espec(9,j),gaus espec(10,j),gaus espec(11,j)
enddo
close(32)
```

```

C*****
200  format (12i8)
2020 format(15,9(1x,7.3))
2030  format(300(1x,i6))
2040  format(300(1x,f6.3))
2050  format(i10,1x,f15.6)
      end
C*****
FUNCTION GAUS(V)
DIMENSION GAS(22)
DATA GAS/0.,.06275,.1256,.189,.2533,.319,.385,.4538,.524,.6
n  1,.674,.755,.8414,.9346,1.036,1.15,1.285,1.44,1.645,1 96,3.0,3.0/
IX=20*V+1
DIF=GAS(IX+1)-GAS(IX)
GOL=GAS(IX)+DIF*RANdom(ISET)
SIG=0.5-RANdom(ISET)
GAUS=GOL*SIGN(1.,SIG)
RETURN
END
C*****
subroutine arbranf(x,iseed)
C*****
dimension xint(16)
data xint/0.0,0.0,0.0,100.0,400.0,400.0,400.0,800.0,800.0,2700.0
n  1,2700.0,2700.0,2700.0,2700.0,4000.0,4000.0/
s=random(iseed)
k=1
1  frac = xint(k) / 4000.0
   if (s.gt.frac.and.k.le.16) then
     k = k + 1
     go to 1
   end if
   x=float(k)/16.0
   return
end

```

Bibliografía

- [AD811] AD811 CAMAC Octal ADC Manual, Ortec, Oak, Ridge.
- [Alonso y Finn Cuan] Marcelo Alonso, Edward J. Finn ,Física Vol. III. Fundamentos cuánticos y estadísticos Ed. Addison Wesley Iberoamericana, 1990
- [Ajzenberg] Ajzenberg-Selove., Nucl. Phys. A 336(1980)1.
- [J. K. Bair et al.] Neutron Yield from Alpha-Particle Bombardment, J. K. Bair and J. Gomez del Campo, Nuclear Science and Engineering 71, 18-28 (1979)
- [L. Beackman et al.] A fast time of flight spectrometer, L. Beackman, J. Hansén and R. Jansson, Nuclear Instruments and Methods 52 (1967) 157-162
- [E. Blignaut et al.] A time of flight particle identification system, E. Blignaut and W.R. McMurray. Nuclear Instruments and Methods 51 (1967) 102-108
- [W. K. Brookshier] Noise signal pickup in coaxial cables. W. K. Brookshier, Nuclear Instruments and Methods 70 (1969) 1-10
- [Camac to GPIB] Model 8901A CAMAC to GPIB Interface Operator's Manual, LeCroy, Chestnut Ridge.
- [Clout] A CAMAC Primer, Peter Clout, Los Alamos National Laboratory
- [Damm] Damm Programa de W. T. Milner para analisis
- [Drogeria Cosmopolita] Drogueria Cosmopolita S.A. de C.V. Q.F.I. Patricia Mercado Moreno CED.PROF. 1 292 645
- [Elton] L. R. B. Elton, Introducción a la Teoría Nuclear, Ediciones Rialp, S. A. Madrid, 1964.
- [Endt] Endt and Van der Levn., Nucl. Phys. A 310(1978)1.
- [Fortran77] *Fortran77*, Notas curso DGSCA-UNAM, Plan de becarios de supercomputo 92.;
- [Fowler] J. L. Fowler, J. B. Marion, Fast Neutron Physics Interscience Publishers, 1960.

- [J. Gomez del Campo] Proton Resonance Reactions Using Thick Targets in Inverse Kinematics. A. Huerta Hernández C. Solis Rosales M.E. Ortiz S. and E. R. Chavez Lomeli, por publicar.
- [GPIB-PC] GPIB-PC User Manual for the IBM Personal Computer and Compatibles Austin TX. April 1988
- [Jackson John David] Classical electrodynamics. New York : J. Wiley, c1962
- [Labview soft] Software LabVIEW Graphical Programming for Instrumentation, National Instruments
- [labviewUser] *LabVIEW User Manual for Windows*, National Instruments, Austin TX, 1994.
- [labviewRef] LabVIEW Instrument I/O Reference Manual, Austin TX.
- [labviewAcqu] LabVIEW Data Acquisition VI Reference Manual for Windows
- [LabviewTutorial] LabVIEW Tutorial for Windows, Austin TX.
- [LabviewFunc] Function Reference Manual, Austin TX.
- [LabviewBase] LabVIEW Base Analysis VI Reference Manual.
- [Marion] Jerry B. Marion., *Dinámica Clásica de las partículas y sistemas*, Ed. Reverté, S.A. España 1992.
- [Meyerhof] Walter E. Meyerhof Elements of Nuclear Physics McGraw-Hill Book company, 1967.
- [Nucleon] The Health Physics and Radiological Health Handbook, Nucleon Lectern Associates, 1989
- [Origin] Microcal Origin version 3.5, Microcal software Inc.
- [W. C. Parkinson et al.] On the optimization of the capacitive beam pick-off, W.C. Parkinson, J.F. Petersen and D.C. Duplantis, Nuclear Instruments and Methods 117 (1974) 605-607
- [Satchler] G.R. Satchler , *Introducción to Nuclear Reactions*, Oxford university press, 1990.
- [W. Scheck et al.] Time Pick-off from pulsed accelerators, W. Scheck, A. Hillers and H. Labus, Nuclear Instruments and Methods 128 (1975) 581-582
- [TDC 2228A] TCD 2228A Operator's Manual LeCroy, Chesnut Ridge.
- [Villarreal] J.M. Villarreal, *Establecimiento de un sistema de detección de Neutrones*, Tesis U.N.A.M. México 1995.