



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**“Efectos no nucleares en interacciones
de neutrones con blancos pesados”**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
F Í S I C O

P R E S E N T A:

José Francisco Favela Pérez.

Director de tesis: Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí



2007



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

Hoja de datos del jurado

1. Datos del Alumno Favela Pérez José Francisco ffavela@gmail.com Universidad Nacional Autónoma de México Facultad de Ciencias Física 300736690
2. Datos del tutor Dr. Efraín Rafael Chavéz Lomelí
3. Datos del Sinodal 1 Dr. Alejandro Frank Hoeflich
4. Datos del Sinodal 2 Dr. Armando Varela González
5. Datos del Sinodal 3 Dr. Guillermo Espinosa García
6. Datos del Sinodal 4 Dra. Iván Santamaría Holek
7. Datos del trabajo escrito Efectos no nucleares en interacciones de neutrones con blancos pesados 97 p 2007

**A la memoria de mi abuela,
María del Carmen Meráz Gandarilla**

Agradecimientos:

Sin duda alguna, no habría sido capaz de realizar esta tesis sin el apoyo de mucha gente. En particular mi familia, mis padres Hortensia y Francisco y mis hermanas Diana y Karina.

A mi tutor, Efraín Chávez por su paciencia y comprensión. Y a los investigadores Alejandro Frank, Armando Varela, Guillermo Espinosa e Iván Santamaría, por sus valiosas observaciones y sugerencias.

Al técnico académico Arcadio Huerta, por compartir sus conocimientos y experiencia. A Tere Cazares, que siempre me ayudó en lo que necesité.

A M. E. Ortiz, E. Moreno, G. Murillo, R. Policroniades, J. Aspiazú, por ayudar a que el experimento se realizara en el ININ.

A todos mis amigos, por sus consejos, por su apoyo moral y por enriquecer un poco más mi vida: Memo, Penélope, Nacho, Xochitl, Dooky, Carlos, Fil, Mario, Toño, Anahí, Rebeca, Quiela, Eduardo, Emiliana, Maria, Serena, Germán, Alan, Alejandro, Heinrich, Poncho, Elfego, Fidel, Alexis, David, Polo, Gordo, Claudia, Gerardo, Gonzalo, Neri, Lupita, Dorian, Irene, Rulo, Isaías, Ángel, Jazmín, Keziah, Lucina, Leonardo, Leonid, Lizardo, Fernando, Mónica, Noemí, Los Chepes, Roxana, Samantha, Fabián, Celia, Zaira, Tatiana, Uriel, Osvaldo, Diego...

Se que no están varios nombres, la razón se debe a mi mala memoria. Siéntanse libres de anexar su nombre a la lista.

Un agradecimiento especial por su apoyo a toda mi familia, en especial e Elva y Fidel Favela.

Índice

Agradecimientos.....	5
Prefacio.....	6
CAPÍTULO I: INTRODUCCIÓN	
- ¿Porqué estudiar física nuclear?.....	8
- Breve historia de la teoría atómica y el descubrimiento del núcleo.....	9
- El núcleo y el neutrón.....	11
- El Van der Graaff , el tandem y aplicaciones.....	12
- Las mecánicas.....	16
- Cuatro clases de fuerzas.....	17
- Unificación en la física.....	18
- Los Campos y los problemas con la unificación.....	18
- Las dimensiones espaciales.....	21
- Noción de las dimensiones extras ocultas.....	23
CAPÍTULO II: ELEMENTOS TEÓRICOS	
- Energética nuclear.....	25
- Cinemática en las reacciones nucleares.....	26
- Secciones eficaces.....	28
- Atenuación de un haz.....	31
- Polarización.....	31
- El modelo óptico fenomenológico.....	35
- Detectores.....	38
o Principios de detección por medio de centelleo.....	38
o Tubos Fotomultiplicadores.....	39
▪ El proceso de fotoemisión.....	40
▪ La multiplicación de electrones.....	41
- Los neutrones.....	43
o Interacción de neutrones con la materia.....	45
o Detección de neutrones.....	45
▪ Eficiencia de centelleo.....	46
▪ Resolución temporal.....	46
▪ Técnica del tiempo de vuelo y la técnica de la partícula asociada.....	46
▪ Discriminación de partículas gama.....	47
▪ Desarrollo de detectores de centelleo para neutrones.....	47
CAPÍTULO III: MÉTODOS EXPERIMENTALES	
- Experimento.....	49
- El cono de neutrones.....	52
- Problemas adicionales.....	53
- Elaboración del polietileno deuterado.....	54
CAPÍTULO IV: RESULTADOS	
- Análisis de cuentas.....	56
- Medición de la sección eficaz de neutrones en plomo.....	60
o Medición del ángulo sólido (Ω).....	60
o Medición de la cantidad de neutrones incidentes (I_0).....	62
o Medición del número de neutrones dispersados (n_b).....	62
o Datos.....	63
CAPÍTULO V: CONCLUSIONES.....	69
- Apéndice A	
Artículos motivación	
o “Proving additional dimensions in the universe with neutron experiments” (A. Frank et al.).....	72
o “Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV” (A. J. Koning y J. P. Delaroche).....	77
- Apéndice B	
Programa FORTRAN.....	84
- Apéndice C	
La ecuación (II.7).....	87

- Apéndice D	
Artículo de Iwanenko.....	89
Apéndice E: Propagación del error en la sección eficaz diferencial.....	91
Glosario.....	92
BIBLIOGRAFÍA.....	94

Prefacio:

El trabajo de esta tesis puede describirse como un experimento de prueba. Realmente lo que se quiso con esta primera sesión fue saber hasta donde se podía llegar con nuestra instrumentación y como se podría atacar el problema desde el punto de vista experimental. Para posteriormente llevar a cabo un experimento final. El problema que se aborda en esta tesis es complicado de abordar experimentalmente.

Nuestro primer objetivo en el experimento es medir la distribución angular de la dispersión elástica de neutrones en blancos pesados (plomo) a ángulos pequeños ($<20^\circ$), con la mayor precisión posible. Existen artículos [Rapaport] que reportan esta distribución angular entre 10° y 180° , pero no para ángulos menores. Esto se debe a la gran dificultad involucrada en medir en esta zona, como se discutirá más adelante.

Nuestro segundo objetivo es el más interesante sin duda. Uno supone que se trata de un experimento típico de física nuclear pero si leemos nuevamente el título "Efectos no nucleares en interacciones de neutrones con blancos pesados", claramente se especifica que lo que se busca son efectos no nucleares. Sabemos que el neutrón no tiene carga, y que la interacción gravitacional es muchos órdenes de magnitud más pequeña que la fuerza nuclear, de tal forma que nunca se toma en cuenta su presencia en experimentos de este tipo. Sin embargo esto es lo que se busca, a distancias pequeñas que son menores o iguales a 0.1mm existe la conjetura que dice que puede haber una desviación de la forma de la interacción gravitacional [ADD1],[ADD2] y se ha propuesto medirla en experimentos como el aquí descrito [Frank] (ver Apéndice A primera parte). Las implicaciones de que se pueda medir la interferencia gravitacional en un patrón puramente nuclear, es la posible medición de desviaciones de la ley de gravedad a pequeñas distancias y la posible existencia de más de 3 dimensiones espaciales en nuestro *universo*.

Efectivamente, en las *teorías de el todo* como las *supercuerdas*, se necesitan dimensiones espaciales adicionales de entrada. Sin embargo éstas, hasta la fecha, nunca se han podido observar experimentalmente. En este trabajo que es motivado en gran parte por un experimento sugerido por Alejandro Frank et al. [Frank] "Proving additional dimensions in the universe with neutron experiments", presentamos los resultados de las primeras medidas de la dispersión elástica de neutrones en un blanco de plomo a una energía incidente de 3 MeV, en el intervalo angular de 0 a 15 grados.

En el capítulo I se presenta un conjunto de conceptos con lo cual se pretende que se adquiera una base teórica de manera cualitativa para el lector poco familiarizado, presentando así antecedentes, una explicación del funcionamiento del acelerador tandem (el utilizado en el experimento) y por último una serie de conceptos no muy relacionados con la física nuclear pero si con el experimento, con esto se desea también dar a entender algunos aspectos poco cotidianos y poner en mejor perspectiva la importancia del artículo del apéndice A. Se puede saltar la lectura hasta el capítulo II sin pérdida de continuidad, para lectores avanzados. Dentro de la revisión bibliográfica hecha para el capítulo I me tope con una aparente inconsistencia histórica, con respecto a la hipótesis del neutrón, ¿Quién la concibió correctamente primero?, me di a la tarea de realizar un pequeño apéndice (apéndice D) para aclarar la inconsistencia.

En el capítulo II, se plantean conceptos de manera mas cuantitativa. Estos se utilizan directamente en el experimento y en el análisis de datos. El modelo óptico, como excepción, es descrito un poco más cualitativamente, noté que la deducción rigurosa hubiera demandado demasiado y aportado muy poco. Con respecto a este tema elaboré la segunda parte del apéndice A, el artículo de Koning y Delaroche, donde se hace una análisis impresionante para obtener los parámetros del modelo óptico. En la sección de *polarización* me di cuenta de una ecuación en común entre la descripción de núcleos polarizados y cristales líquidos. Lo cual llevo a la elaboración del apéndice C. El capítulo II toca también el tema de principios de detección, en particular, cabe mencionar que se elabora una descripción de la técnica de la partícula asociada parte fundamental en el experimento. También se presenta un repaso a lo que es una *sección eficaz*, algo básico que se utiliza en el capítulo IV.

El capítulo III, plantea el arreglo experimental, explica el porqué de la dificultad de la medición en ángulos pequeños, y también el método para la elaboración de los blancos.

Dentro del capítulo IV se hace un análisis de las mediciones, se observa una perturbación inesperada y se procede a hacer paso a paso con base a las mediciones, el cálculo de la *sección eficaz* diferencial.

En el capítulo V se hace una serie de conclusiones, se plantea una hipótesis con respecto a la perturbación inesperada. Y por último se propone una posible línea de acción para mejorar el experimento y poder en un futuro ser capaces de realizar un experimento que cumpla con las exigencias necesarias para observar alguna perturbación gravitacional.

Se realizó un apéndice (B), en el cual se incluye el programa de FORTRAN utilizado para realizar el análisis de datos. Y por último se creó el apéndice E, un repaso a para saber como fue que la propagación del error en la *sección eficaz* diferencial fue calculado.

Se incluyó un glosario, en el cual se puede consultar las palabras escritas en cursiva.

Capítulo I: Introducción.

¿Porque estudiar física nuclear?

Hay una diferencia pronunciada entre el estudio teórico de *átomos*, o sistemas de *átomos*, y el estudio teórico de núcleos. Mucho antes de explicar la teoría de los *átomos*, la naturaleza básica de las fuerzas electromagnéticas que actúan sobre los electrones individuales en *átomos* eran conocidas en gran detalle. Pero durante la mayor parte del período del desarrollo de la teoría de los núcleos, muy poco se sabía acerca de los detalles de las fuerzas nucleares que actúan sobre protones y neutrones en los núcleos. Aunque actualmente contamos con un conocimiento bastante completo de las fuerzas nucleares, el problema de muchos cuerpos resulta ser suficientemente complicado como para no poder construir una teoría nuclear completa. Es decir, no podemos explicar todas las características de los núcleos en términos de las características de las fuerzas nucleares que actúan entre sus protones y neutrones. Sin embargo, hay un número de modelos, o teorías con validez restringida. Cada uno de los cuales pueden explicar cierta gama limitada de las propiedades nucleares, usando argumentos que no implican todos los detalles de las fuerzas nucleares. Aun cuando se está progresando en el desarrollo de una teoría completa, un tratamiento introductorio del núcleo todavía consiste en el estudio de modelos nucleares.

Una diferencia entre el estudio experimental de *átomos* y el de núcleos se presenta en sus energías características: para los núcleos es del orden de MeV (1000 eV), mientras que para los *átomos* del orden de eV. Dado que es tan baja (no muy por encima de la energía térmica a temperatura ambiente $kT \approx 0.025 \text{ eV}$) los *átomos* se excitan fácilmente, y tienen poca dificultad en combinarse para formar moléculas y sólidos. Para los núcleos, circunstancias muy especiales se requieren para excitarlos. Citando a Weisskopf:

“En nuestro ambiente inmediato los núcleos atómicos existen solamente en su estado base; afectan el mundo en el cuál vivimos solamente por su carga y su masa y no por sus características dinámicas intrincadas. De hecho, todos los fenómenos nucleares interesantes... entran en juego solamente bajo condiciones que hemos creado en aceleradores. Es hasta cierto punto un mundo artificial.”

“No es totalmente artificial, sin embargo. Los centros de todas las *estrellas* son regiones del *universo* donde ocurren *reacciones nucleares* y donde la dinámica nuclear desempeña un papel esencial en el curso de la naturaleza. Por lo tanto los fenómenos nucleares son la base de nuestra fuente de energía en la tierra, en reactores nucleares así como en el sol. Pero la física nuclear es aún más importante para el mundo en el cuál vivimos desde el punto de vista de la historia del *universo*. La composición de la materia como la vemos hoy es el producto de reacciones nucleares que han ocurrido durante un largo período en el interior de las *estrellas* o en sus explosiones, donde prevalecieron las condiciones que simulamos de una manera microscópica en nuestros

laboratorios. Por lo tanto la base material del mundo en el cuál vivimos es un producto de las leyes de la física nuclear. No puedo ilustrar mejor la interconexión de todos los hechos de la naturaleza, la red firmemente tejida de las leyes de la física. Siempre que sondamos la naturaleza estudiando la estructura de los núcleos, o aprendiendo sobre las macromoléculas, o sobre partículas elementales, o sobre la estructura de los sólidos nosotros conseguiremos siempre entender una cierta parte esencial de este gran *universo*.” [Weisskopf].

El estudio de la física nuclear nos da una mejor perspectiva a el entendimiento de nuestro *universo*, como ya se mencionó, las energías que se manejan en la física nuclear son mucho mas grandes que en la física atómica, lo cual se traduce en fuentes de energía mucho mas grandes. Dados estos beneficios es importante estudiar las reacciones nucleares con detalle.

Por otro lado también existen temas que son simplemente interesantes y valen la pena ser estudiados como lo que se hace en esta tesis.

Breve historia de la teoría atómica y el descubrimiento del núcleo

La teoría atómica básicamente nos dice que la unidad más pequeña de un elemento químico que mantiene sus propiedades y que no es posible dividir en procesos químicos es el átomo, la palabra átomo viene del latín atomus que a su vez viene del griego *ἄτομος* que significa indivisible¹. Por supuesto que la definición del átomo no fue concebida tal y como la acabo de definir. Demócrito (460-370 a.C.) estableció que todas las cosas estaban compuestas de *átomos*. Estos *átomos* eran pequeños, indivisibles, de distintas formas y tamaños, pero compuestos por la misma sustancia. Los *átomos* estaban en continuo movimiento, y separados por el vacío.

La teoría atómica fue defendida por filósofos griegos como Demócrito y Leucipo, químicos como John Dalton y Dmitri Ivánovich Mendeléyev, y físicos como Amadeo Avogadro y Ludwig Boltzmann.

En el pasado se creía que la materia tenía naturaleza continua, lo que quiere decir esto es que si tenemos un material y pudiéramos ver de forma amplificada una sección y posteriormente ver una amplificación de la anterior amplificación, y así sucesivamente, en esencia veríamos lo mismo, todo el material se vería sin huecos. Sin embargo a pesar de que esto parecía así, se empezó a sospechar que había una estructura definitiva en un nivel microscópico más allá del alcance directo de nuestros sentidos.

La persona que dio fin a la controversia fue Albert Einstein. Con su trabajo titulado “*Sobre el movimiento requerido por la teoría cinética molecular del calor de pequeñas partículas suspendidas en un líquido estacionario*”, publicado en 1905 [Einstein], se pudo explicar el porqué de la dinámica tan extraña del fenómeno llamado movimiento Browniano, descubierto por el botanista británico Robert Brown. Quien mientras estudiaba la vida microscópica, observó por el microscopio partículas de polen

¹ Actualmente se sabe que los átomos tienen estructura y que ésta se puede romper. La teoría aceptada hoy es que el átomo se compone de un núcleo de carga positiva formado por protones y neutrones, en conjunto conocidos como nucleones, alrededor del cuál se encuentra una nube de electrones de carga negativa.

moviéndose de manera azarosa en el líquido que las contenía. Claramente éstos no eran seres vivos. De hecho demostró que no podía ser vida cuando tomo un pedazo de cuarzo en el que había agua encerrada. Esta agua estuvo atrapada por millones de años pero dentro se podía observar el mismo movimiento. Partículas moviéndose en forma azarosa. Haciendo referencia al artículo de Einstein este movimiento sólo puede ser explicado si se toma en cuenta que el líquido está formado por partículas que colisionan todo el tiempo entre sí.

La mayoría de los científicos a finales del siglo XIX ya aceptaban la idea de que los elementos químicos consistían de *átomos*. Pero poco se sabía de los *átomos* en sí. Se sabía que tenían cierta estructura, que estaban formados por electrones y como los *átomos* son neutros, se implicó que tenía que existir materia positiva que contrarrestara la carga negativa de los electrones. El problema era saber cómo todo estaba acomodado.

El físico Británico J. J. Thomson en 1898, propuso que el átomo era una especie de pastel de pasas donde el pan sería al equivalente de la materia positiva y las pasas el equivalente a los electrones. Y como Thomson había formado parte fundamental en el descubrimiento del electrón, su idea fue tomada en serio.

En 1909 Geiger y Marsden estudiaron la dispersión de partículas alfa (partículas α , que son núcleos de ${}^4\text{He}$) emitidas por elementos radiactivos, sobre láminas delgadas de oro y plata. Encontraron que un pequeño número, 1 de cada 8000 aproximadamente, era desviado un ángulo mayor a 90° , es decir las partículas α estaban siendo dispersadas hacia atrás. Sin embargo el ángulo de desvío más probable es menor a 1° , de acuerdo al modelo de Thomson.

La partícula α es muy masiva a comparación de los electrones y no podrían ser desviadas apreciablemente por los electrones de los *átomos* de la lámina, de tal forma que la dispersión tiene que ser producida por cargas positivas mucho más pesadas. Si éstas estuvieran uniformemente distribuidas dentro de las dimensiones atómicas (que se infieren de la teoría cinética de gases y son del orden de 10^{-10}m) el *campo* eléctrico que actúa sobre una partícula α incidente sería tan débil que la probabilidad de una desviación a ángulos tan grandes sería ínfima, muchos órdenes de magnitud más pequeña que lo observado. Para obtener un *campo* suficientemente intenso las cargas positivas del átomo tienen que estar concentradas de alguna forma. Ernest Rutherford (1871-1937) en 1911 propuso que la razón por la que las partículas α eran dispersadas como se mostró en el experimento de Geiger y Marsden, era porque las cargas positivas estaban concentradas en el centro del átomo (la hipótesis del núcleo). Experimentos siguientes efectuados por [Geiger y Marsden] en 1913 confirmaron que la distribución predicha por el modelo de Rutherford iba de acuerdo al experimento. A partir de ahí se dedujo que el núcleo tiene que tener un radio del orden de 10^{-15} - 10^{-14}m . Entonces los electrones deben estar ubicados en los alrededores del núcleo a distancias del centro de 10^{-10}m , definiendo así las dimensiones atómicas.

Posteriormente Niels Bohr en 1913 usó este modelo nuclear del átomo para explicar el espectro de radiación del átomo de hidrógeno, se desarrolló la mecánica cuántica para ayudarnos a explicar los fenómenos a escalas atómicas y moleculares y la física nuclear.

Los primeros físicos nucleares disponían de escasas herramientas para el estudio de los núcleos, principalmente unas cuantas fuentes radiactivas poco intensas, lo que hacía los

experimentos muy largos y tediosos. Los experimentadores no podían seleccionar el tipo de proyectil y tampoco podían variar adecuadamente su energía. Estos problemas se resolvieron con la invención de los aceleradores de partículas de los cuales hablaré más adelante.

El núcleo y el neutrón

En el hidrógeno, el núcleo es del orden de 100,000 veces más pequeño que el átomo en términos de su radio. Poniendo un ejemplo para hacer esta relación más familiar, si un átomo llenara un cuarto cúbico de 100m de arista el núcleo, en el centro, tendría una arista de 1mm. Toda, menos una pequeña fracción de la masa atómica se encuentra en el núcleo. Como consecuencia, la densidad del núcleo es inmensamente más grande que las que manejamos cotidianamente. La densidad nuclear es aproximadamente $3 \times 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$: 3×10^{14} veces mayor que la del agua.

Cuando se volvió evidente que el fenómeno de la radiactividad tendría que ser asociado con el núcleo, resultaba natural especular con la posibilidad de inducir desintegraciones nucleares. El primer ejemplo de estas transmutaciones nucleares fue obtenido por [Rutherford] en 1919, bombardeando átomos de nitrógeno con las partículas α de Radio-C (conocido ahora como ^{214}Bi) y observó emisión de protones.

En 1930, los físicos alemanes W. Bothe y H. Becker se [NS] toparon con una radiación sin carga capaz de traspasar plomo. Esta radiación era producida por el Berilio al ser bombardeado con partículas α del Polonio encontraron radiaciones similares del boro y del litio. Posteriormente Irene Curie y su esposo Frederic Joliot en 1932 en Francia [NS], descubrieron que esta extraña radiación podía producir protones de hasta 5.7 MeV en un blanco de parafina. Si se asumía que la radiación consistía de rayos γ , y que los protones eran rebotados en colisiones tipo efecto Compton, se concluía que éste tenía que tener una energía de al menos 55 MeV!

Finalmente Chadwick propuso la existencia de partículas neutras con aproximadamente la misma masa del protón. Ahora si ocurre una colisión frontal de esta partícula con un protón, sólo se necesitan 5.7 MeV ya que una partícula que colisiona con otra se le puede transferir toda su energía cinética si sus masas son iguales. Chadwick no se refirió a esta partícula neutra (a la cuál se le llamo neutrón) como una partícula nueva sino más bien como un pequeño dipolo o un protón y un electrón muy pegados ya que la masa del neutrón es más o menos la masa del protón más la del electrón (claro el electrón no aporta mucho como se muestra abajo). La idea de que el neutrón fuera una partícula más fundamental fue del físico Ruso Dmitri Iwanenko (Ver apéndice D)

En la tabla 1.1, se tienen las masas de las partículas que constituyen el átomo, observemos que la masa del neutrón es ligeramente más grande que la del protón, aunque sumemos las masas del protón más la del electrón la del neutrón sigue siendo mayor.

Masas de las partículas que constituyen el átomo

Partícula	Masa(kg)	Masa(u)	Masa(MeV/c ²)
Protón	1.6726×10^{-27}	$1.00727646688 \pm 0.00000000013$	938.27203 ± 0.00008
Neutrón	1.6750×10^{-27}	$1.0086649156 \pm 0.00000000006$	939.56536 ± 0.00008
Electrón	9.1095×10^{-31}	$(548.57990945 \pm 0.000000024) \times 10^{-6}$	$0.51099892 \pm 0.00000004$

Tabla I.1 Datos obtenidos de la página de Particle Data Group [PDG]

El Van der Graaff , el tandem y aplicaciones

El acelerador de partículas es ahora un instrumento casi fundamental para el físico nuclear experimental. La necesidad de tener haces más intensos y más energéticos que las fuentes radiactivas generó una carrera para crear un primer acelerador de partículas la cual fue finalmente ganada por Cockcroft y Walton en 1932 [Chávez](posteriormente ganaron el Nóbel en 1951). Posteriormente Van der Graaff, un estadounidense que se encontraba en Oxford, invento un generador electrostático para la investigación nuclear, el construyó su primera máquina que alcanzó un potencial de 1.5 MV. El principio del funcionamiento de este tipo de generador se muestra en la figura I.1

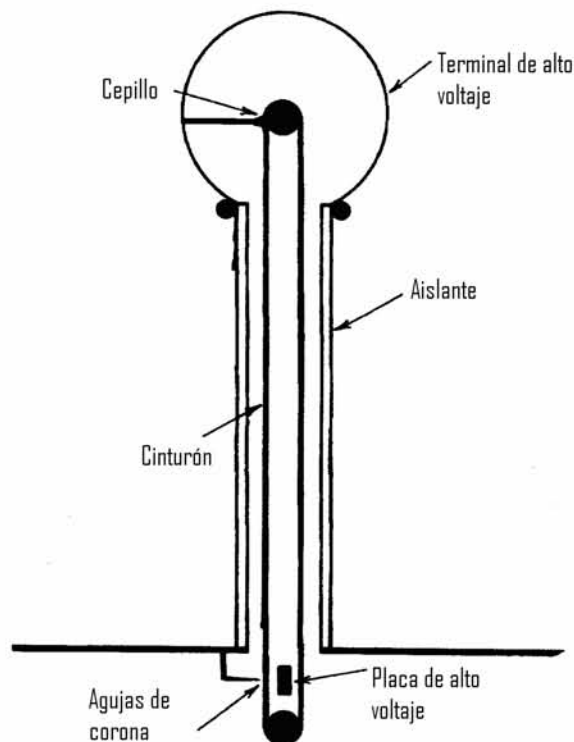


Figura I.1, acelerador electrostático de Van der Graaf

La teoría de operación se entiende fácilmente. Una descarga de corona de un arreglo de agujas dentro de un gas se utiliza como fuente de electrones. Los electrones se acarrean hacia el electrodo positivo y se depositan en un cinturón móvil. El cinturón integrado por un material aislante se sumerge en un gas aislante en alta presión. La carga unida se lleva mecánicamente contra el gradiente de potencial hacia la terminal de alto voltaje de metal. Esta actúa como jaula de Faraday; no hay *campo* eléctrico dentro de ella con excepción de la carga en el cinturón. La carga fluye de la correa cuando entra en contacto con un cepillo metálico y se deposita en la terminal.

La energía para cargar la terminal de alto voltaje es proveída por el motor de la correa. La corriente disponible conducir una carga (tal como un haz acelerado) es controlado por la corriente derivada de corona o la velocidad del cinturón. Las corrientes típicas están en el rango de $10 \mu\text{A}$. La energía para las fuentes de iones o electrones térmicos en alto voltaje se puede proveer por un generador unido a la polea del cinturón dentro de la terminal de alto voltaje. El apoyo horizontal de cinturones largos y columnas del

acelerador son difíciles de diseñar; por lo tanto, muchos aceleradores de alto voltaje de Van de Graaff se construyen verticalmente, como en la figura I.1.

Los aceleradores de Van de Graaff son herramientas excelentes para la investigación porque proveen de un haz en estado estacionario con buena regulación de energía. Los haces de poca intensidad continuos están bien adaptadas al diagnóstico nuclear estándar que detectan productos individuales de reacción. Aunque el uso primario de los aceleradores de Van de Graaff ha sido en la física nuclear de baja energía, se están encontrando usos para microscopios electrónicos de alta energía y microsondeos de iones.

Dos nuevas mejoras aparecieron en versiones posteriores del Van der Graaff. Primero el umbral de chispas se incremento poniendo el sistema de electrodos y el tubo acelerador en un tanque a alta presión que contiene nitrógeno líquido, o Freón, a una presión entre 9 y 10 atmósferas, lo cual permite la operación hasta 10 MeV. La segunda fue un desarrollo posterior, el cual tiene el nombre especial de acelerador Tandem. (ver figura I.2).

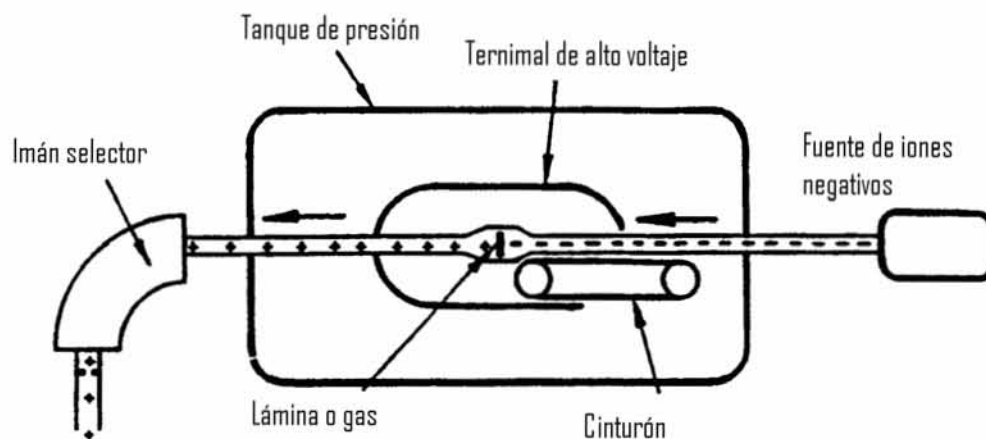


Figura I.2, acelerador Tandem

La nueva mejora en el acelerador Tandem fue usar el mismo voltaje para acelerar 2 veces. Primero un electrón extra se le implanta a los *átomos* neutros para crear iones negativos. La fuente de iones negativa se inyecta dentro del tandem y es acelerado hacia la terminal de alto voltaje donde atraviesa una lámina delgada la cual arranca electrones de cada ión negativo convirtiéndolos en iones positivos. Ahí estos son acelerados una segunda vez. Este tipo de acelerador es el que fue utilizado en nuestro experimento.

Uno de los Tandem de mayor energía esta en el laboratorio nacional (en EU) de Oak Ridge y cotidianamente opera a 24.5 MV en la Terminal central.

Existen otras ideas que se desarrollaron paralelamente al Cockcroft y Walton e incluso desde antes.

Los aceleradores de voltaje directo fueron los primeros en ser explotados para investigación en física nuclear pero éstos estaban limitados al voltaje máximo generado por el sistema (a excepción del doble uso del voltaje aplicado en el Tandem). Esta limitación era demasiado restrictiva para física de alta energía y se necesitó una alternativa. La base para crear estos aceleradores de alta energía es aplicar de manera

repetida el mismo voltaje. A esto se le conoce como aceleración cíclica. No discutiremos más acerca de este tipo de aceleradores.

Los aceleradores de partículas son una herramienta y son capaces de llevar a cabo tareas que de otra forma serían imposibles, abajo hago un listado de sus diversas aplicaciones:

Producción de radio isótopos de breve duración para diagnosis médica
Haces iónicas intensos para conducir reactores de fusión de inercia
Soldadura de haz electrónico
Tubos catódicos y rápidos digitalizadores.
Crianza electro nuclear de combustibles fisibles
Medida de la *sección eficaz* para la física atómica y nuclear
Procesamiento de circuitos semiconductores
Generación de radiación de sincrotrón para investigación de en la física en estado sólido
Diagnóstico de roca formaciones en pozos de petróleo y pozos de gas natural
Física de partículas elementales
Microscopia electrónica
Prueba de materiales para reactores controlados termonucleares de fusión
Radiografía pulsada
Modificación superficial de materiales por implantación de ión
Estudios nucleares de la estructura
Calentamiento con plasma para la fusión de reactores
Análisis de materiales nucleares para los usos de salvaguardia
Esterilización de productos alimenticios
Estudios de elementos transuránicos
Fuentes de neutrones intensas para los estudios de rayos X y de materiales
Generación de rayos X y piones para radioterapia
Microsondeos de electrones e iones en la superficie
Análisis de elementos para la biología y la arqueología
Calibración de detectores de radiación
Estudios de los daños de la radiación en reactores de la fisión

Ejemplos de Técnicas Analíticas Nucleares

- PIXE : Proton Induced X-ray Emission
- DIXE: Deuteron Induced X-ray Emission
- PIGE: Proton Induced γ -ray Emission
- RBS: Rutherford Backscattering
- NRA: Nuclear Reaction Analysis
- NFS: Neutron Fast Spectroscopy
- ERDA: Elastic Recoil Detection Analysis
- EFA: Elastic Forward Analysis

Los aceleradores como podemos ver tienen un rango de aplicaciones muy amplio (proporcionados por el Dr. Juan Aspiazu, ININ) a continuación presentamos una aproximación de la cantidad actuales en el mundo.

Categoría	Número
Implantadores de iones. Trat. de súper.	~7000
Aceleradores en la industria	>1500
Aceleradores en investigación no nuclear	~1000
Radioterapia	>5000
Producción de radioisótopos médicos	~200
Terapia con hadrones	~20
Fuentes de radiación sincrotrón	~70
Aceleradores de investigación En Física Nuclear y Física de Partículas	110
Total	~15000

Tabla I.2, aproximación de la cantidad actual de aceleradores en el mundo.

En la figura I.3 se muestra algunas de las aplicaciones del acelerador Tandem, el tipo de acelerador empleado en nuestro experimento:

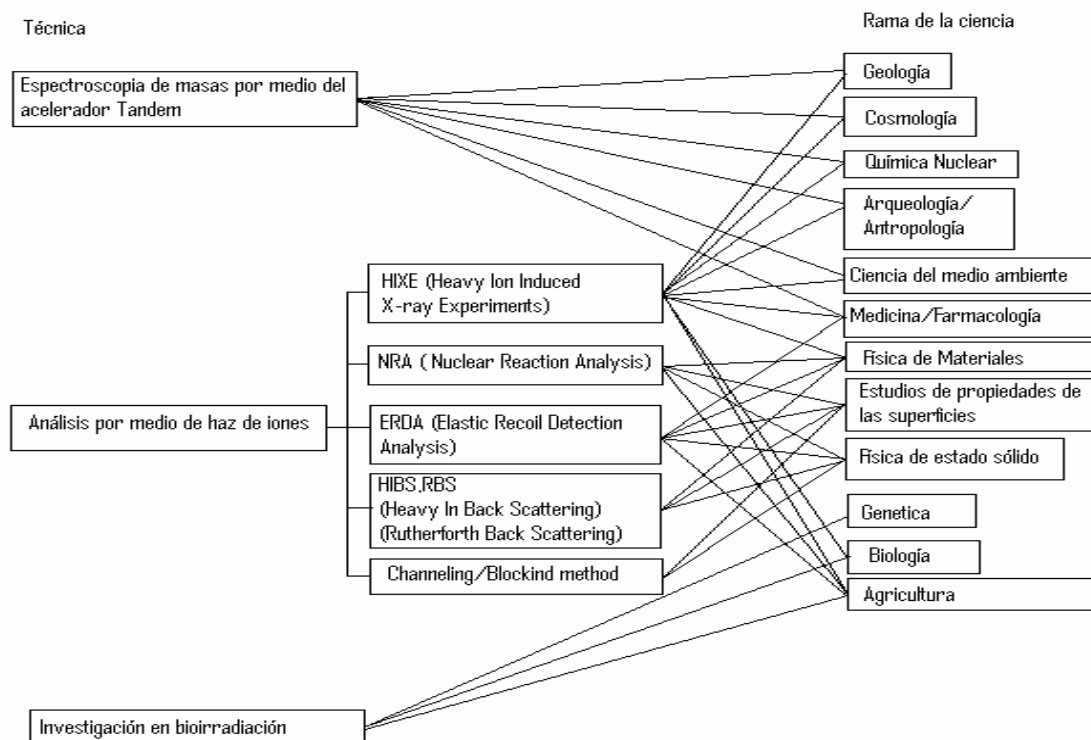


Figura I.3, aplicaciones del acelerador tandem.

Por último presentamos en la figura I.4, la gráfica Livingston la cual muestra como ha sido el progreso de las energías de los aceleradores, para las distintas técnicas a lo largo del tiempo. Como se puede ver la gran mayoría no fueron discutidos en esta sección ya que están más allá del propósito de esta tesis, sin embargo no carecen de importancia, se observa que las energías alcanzadas son mayores del orden de los Tera electrón Volts, pocos aceleradores en el planeta son capaces de alcanzar estas energías como el CERN. Con el propósito de estudiar la estructura de la materia en su estado más fundamental.

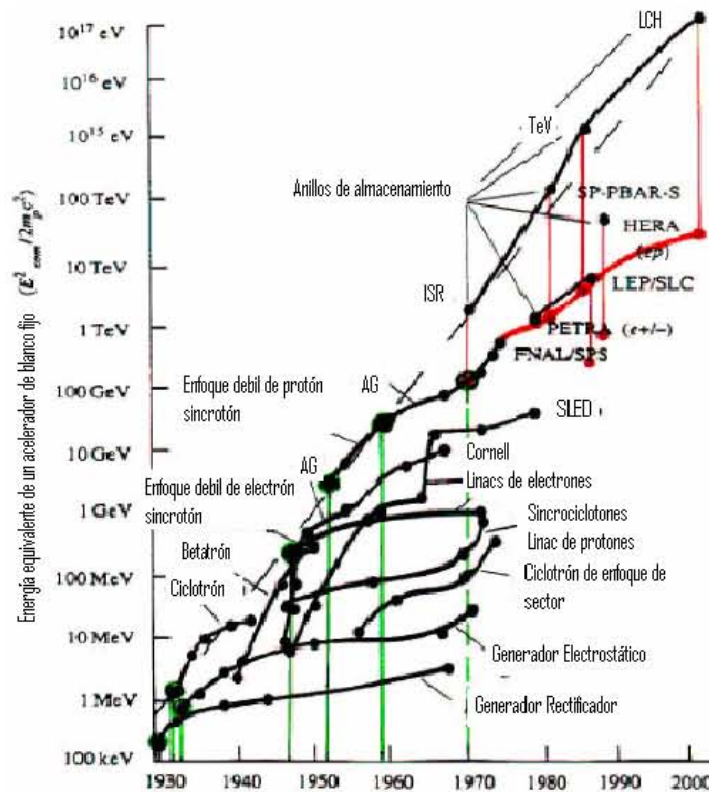


Figura I.4, gráfica Livingston, muestra el progreso de los distintos aceleradores a lo largo de los años, ver [Teng].

El estudio de la física ha dado las bases para desarrollar y aplicar nuevas tecnologías, como por ejemplo los:

- Rayos X, que son invaluable para la medicina
- La ley de Faraday, que en esencia es la razón por la que tenemos electricidad en los hogares,
- La predicción teórica de la emisión estimulada: base teórica de los lasers.
- El efecto fotoeléctrico, entre su gran rango de aplicaciones está la capacidad de aprovechar la energía solar y el desarrollo de detectores de radiación.

El estudio en la física nuclear y subnuclear forma parte de esta lista, en por ejemplo los reactores nucleares. La física utilizando aceleradores puede ser un poco cara, sin embargo viendo a la lista me doy cuenta que lo que sale caro es mas bien no invertir en ciencia. Para mayor información recomiendo [Panofsky],[Bryant] y [Humphries].

Las mecánicas

La mecánica newtoniana funciona bien en la vida diaria, pero para objetos que se mueven a altas velocidades (cerca de la velocidad de la luz) es incorrecta, y debe ser substituida por la *relatividad especial* (introducida por Einstein en 1905); para objetos que son extremadamente pequeños (cerca del tamaño de *átomos*) también falla por diversas razones, y debe ser reemplazada por la cuántica (desarrollada por Schrödinger y Heisenberg, entre otros). Para objetos muy rápidos y pequeños (lo cuál es común en la física moderna de partículas), existe una mecánica que combina relatividad y la

mecánica cuántica: a esta mecánica cuántica relativista se le llama teoría cuántica de *campo*, fue desarrollada a finales de los años 20's y en los 40's [Feynman2], pero incluso hoy no se puede decir que sea una teoría totalmente satisfactoria. La electrodinámica se extiende con simplicidad única en los cuatro reinos². (De hecho, esta teoría es en su mayor parte automáticamente consistente con la *relatividad especial*).

Cuatro clases de fuerzas

Las mecánicas nos dicen cómo un sistema se comportará cuando está sujeto a una fuerza dada. Hay cuatro fuerzas básicas conocidas (actualmente) en la naturaleza: Las enumero en orden decreciente de intensidad:

Interacción	Magnitud relativa con respecto a la gravedad
1. Fuerte	10^{38}
2. Electromagnética	10^{36}
3. Débil	10^{25}
4. Gravitacional	1

Podemos observar que la segunda fuerza es lo que antes se consideraba la fuerza eléctrica y la magnética. Estas fuerzas fueron unificadas (ver sección de unificación). En los 60's Abdus Salam, Sheldon Glashow y Steven Weinberg unificaron la fuerza electromagnética y la débil, ahora se llama electrodébil. Estas fuerzas son en esencia las mismas solo que esto ocurre a energías altas (algo así como 10^2 GeV)

Lo corto de la lista es asombroso y como hemos visto se sigue haciendo mas pequeña. El resto de las fuerzas como la fricción, la fuerza normal, la que evita que las cosas se caigan a través del piso, las fuerzas químicas que atan a las moléculas para que estén juntas, la fuerza de impacto entre las pelotas de billar, la de van der Waals todas estas fuerza son de origen electromagnético. De hecho, en la vida cotidiana sólo interactuamos con las fuerzas electromagnética y gravitacional. [Griffiths]

La fuerza fuerte, que sostienen los protones y los neutrones juntos en el núcleo atómico, tiene un alcance extremadamente corto ($\sim 10^{-15} \text{ m}$), así que no la percibimos, a pesar de que es cientos de veces más poderosa que la electromagnética. La fuerza débil, que explica ciertos tipos de decaimiento radiactivo, no sólo es de corto alcance ($\sim 10^{-18} \text{ m}$): es mucho más débil que la electromagnética (como 10^{11} veces y con alcance ∞). En cuanto a gravedad (también con alcance ∞), es tan débil (comparada con las otras) que solamente se percibe en grandes concentraciones de masa (como entre la tierra y el sol).

² Mecánica clásica, relatividad especial, mecánica cuantica, teoría cuantica de campos.

La repulsión eléctrica entre dos electrones es mucho más grande que su atracción gravitacional. Si los electrones atómicos estuvieran ligados por fuerzas gravitacionales, un solo átomo de hidrógeno sería más grande que el *universo* conocido. Con este esquema nos podemos dar una idea de lo que significaría lograr concluir de manera satisfactoria un experimento como el planteado en esta tesis.

Unificación en la física

En un principio, la electricidad y el magnetismo eran temas enteramente separados. Uno lidiaba con las barras de cristal y el pelo, baterías, corrientes, electrólisis y relámpagos: el otro tenía que ver con los imanes, las limaduras de hierro, las agujas de la brújula, y el Polo Norte. Pero en 1820 Oersted notó que, una corriente eléctrica podía mover la aguja magnética de una brújula. Pronto Ampere postuló correctamente que todos los fenómenos magnéticos son debidos a cargas eléctricas en movimiento. Después, en 1831, Faraday descubrió que un imán en movimiento genera corriente eléctrica. Cuando Maxwell y Lorentz pusieron los toques finales a la teoría, la electricidad y el magnetismo estaban totalmente enlazados. Ya no eran 2 temas separados, sino dos aspectos de un mismo tema; El Electromagnetismo.

Faraday había especulado si la luz, también tiene naturaleza eléctrica. La teoría de Maxwell proporcionaba una justificación espectacular para esta hipótesis, y pronto el estudio de la óptica, lentes, espejos, prismas, la interferencia y *difracción* fueron incorporados al electromagnetismo. Hertz, que presentó la confirmación experimental decisiva para la teoría del Maxwell en 1888, concluyó: “La conexión entre la luz y la electricidad ahora se establece... en cada flama, en cada partícula luminosa, vemos un proceso eléctrico... así, el dominio de la electricidad se extiende sobre gran parte de la naturaleza. Incluso nos afecta a íntimamente nosotros poseemos un órgano eléctrico, el ojo”. Antes de 1900, tres grandes ramas de física, la electricidad, el magnetismo y la óptica, se habían combinado en una teoría unificada. (Y pronto se hizo evidente que la luz visible representa solamente una “ventana minúscula” en el extenso espectro de la radiación electromagnética, de las ondas de radio, microondas, infrarrojo y ultravioleta, a los rayos x y gama.) Más adelante discutiremos un poco mas este tema. Por ahora discutiremos brevemente un tema motivado durante el desarrollo del electromagnetismo.

Los Campos y los problemas con la unificación

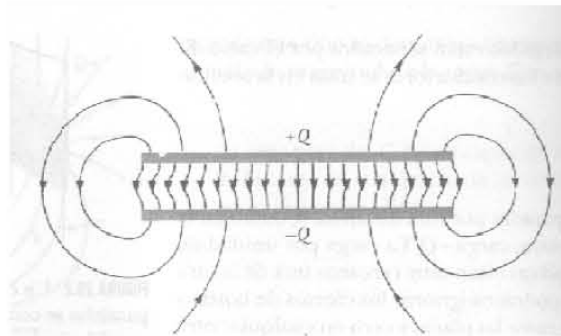
La unificación se encontró con un problema, de entrada dos de las teorías más exitosas eran incompatibles entre sí. Para dar una mejor idea de esto daremos un repaso a los *campos*, y posteriormente los estudiaremos desde el punto de vista de estas dos teorías para dar una noción de su incompatibilidad.

En física, un *campo* es cualquier magnitud física que presenta cierta variación sobre una región del espacio. En ocasiones *campo* se refiere a una abstracción matemática para estudiar la variación de una cierta magnitud física. Históricamente el concepto fue introducido para explicar la acción a distancia de las fuerzas de gravedad, eléctrica y

magnética, [Shortley & Williams] y para describir el movimiento de los fluidos aunque con el tiempo su significado se ha extendido substancialmente, para describir variaciones de temperatura, tensiones mecánicas en un cuerpo, propagación de ondas, etc.

Pongamos un ejemplo: supongamos que tenemos 2 cargas eléctricas fijas, sabemos que estas ejercen cierta fuerza electromagnética entre si, y si movemos una a otra posición va a sentir otra fuerza, y en cada punto en el espacio donde la coloquemos va a haber una fuerza asociada, recordemos que la fuerza no sólo posee una magnitud sino también dirección. Ahora, se puede sospechar que debido a la carga fija, el espacio se queda con ciertas características asociadas, las cuales se miden sólo en presencia de otra carga, a estas características se les llama *campo*. El *campo* es función de la magnitud de las cargas, y sus localizaciones.

a)



b)

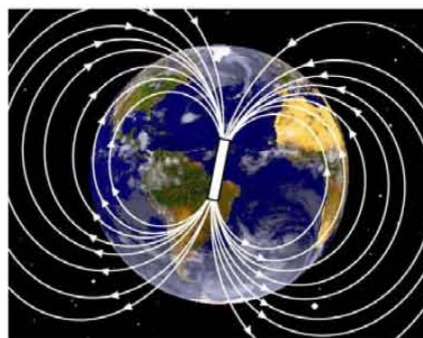


Figura I.5, Se muestra un bosquejo del *campo* de dos placas paralelas con cargas opuestas (a) y el *campo* magnético de la tierra (b).

Desde el punto de vista de la mecánica cuántica, los *campos* se pueden tratar como un conjunto de partículas que informan por ejemplo a una carga eléctrica que hay otra presente, mediante fotones.

Sin embargo existen conflictos entre la teoría cuántica y la llamada relatividad general de Einstein. La teoría de la relatividad general en esencia lo que dice es que las aceleraciones en un sistema de referencia pueden simular un *campo* gravitatorio debido a un planeta y que esta gravedad es una deformación del espacio-tiempo como tal, de manera análoga a como una bola de boliche deforma la superficie de una cama.

Para comprender los problemas que se presentan entre la relatividad general y la mecánica cuántica, haremos un ejemplo que espera aclarar la clase de dificultades en la combinación de ambas. El punto de partida de la relatividad general es el "principio de equivalencia": un *campo* gravitatorio local es indiferenciable de un movimiento acelerado. Si estuviéramos en el espacio exterior en un cohete en aceleración uniforme, nos veríamos atraídos hacia el suelo como si en el cohete existiese un verdadero *campo* gravitatorio (como si el cohete se hallase en la superficie de un planeta).

Einstein reconocía en este principio de equivalencia que la presencia de un *campo* gravitatorio local es sólo un símil a un observador que está acelerado; es decir, depende del sistema de coordenadas con que decida medir su movimiento. Por ejemplo, si eligiéramos para el sistema de coordenadas el cohete en aceleración es factible considerar que habría un *campo* "gravitatorio", pero en un sistema de coordenadas que no esté en aceleración no habrá ninguno. Las leyes fundamentales de la física deberían ser iguales para todos los observadores, independiente de que el observador esté acelerando o no con respecto a otro. Si no, las leyes fundamentales dependerían de la elección arbitraria por un observador de un sistema de coordenadas determinado, y ese tipo de arbitrariedad no debería darse en "las leyes fundamentales". Este principio se halla incorporado a la teoría de la relatividad general. Esta teoría, va más lejos de la primera teoría de la *relatividad especial* de Einstein que sólo exigía que las leyes de la física tuviesen la misma forma para observadores que estuvieran moviéndose de manera uniforme en relación los unos con los otros. [Feynman]

Según la teoría cuántica relativista de *campos*, un *campo* de gravedad constante crea un baño de *partículas cuánticas*, como los fotones. Pero el principio de equivalencia en esencia dice que un *campo* gravitatorio sea lo mismo que una aceleración. En consecuencia, un observador en aceleración ve un baño de *partículas cuánticas* creadas por el *campo* "gravitatorio", mientras que el que está inmóvil no lo ve. No está claro lo que quedará del concepto "partícula cuántica" en la relatividad general, en la actualidad este concepto es esencial para la visión que se tiene del micro mundo.

Los dominios usuales de la relatividad general y de la mecánica cuántica son bastante distintos. La relatividad general tiene la capacidad de describir la gravedad aplicada para objetos grandes, masivos como *estrellas*, *galaxias*, *agujeros negros*, y el propio *universo*. Con respecto a la mecánica cuántica, ésta se centra en describir lo minúsculo, las estructuras pequeñas del *universo*, tales como electrones quarks, etc. Por lo tanto, cuando requerimos a la física conocer los diferentes aspectos relacionados con la naturaleza, acudimos indistintamente ya sea a la relatividad general o a la mecánica cuántica para una comprensión teórica, claro que, juntas pero no revueltas. Sin embargo, cuando demandamos conocer razones de comportamiento de aspectos naturales que demandan explicaciones más rigurosas y profundas, hasta ahí llegamos, ya que normalmente se requiere la participación de ambas para lograr un tratamiento teórico apropiado.

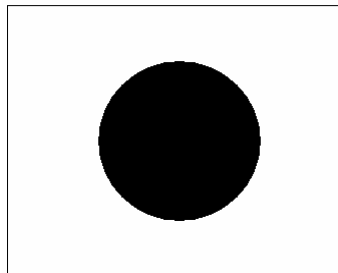
Según la tendencia actual de la física teórica, las *supercuerdas* constituyen el avance más emocionante en muchos años, pues ofrecen la posibilidad de reconciliar la teoría de la gravitación con la mecánica cuántica y, al mismo tiempo, la de unificar todas las fuerzas y partículas conocidas en la naturaleza. De allí que se las llame, con cierta ironía, TOE³ (Theory of Everything, Teoría de Todo).

Las dimensiones espaciales

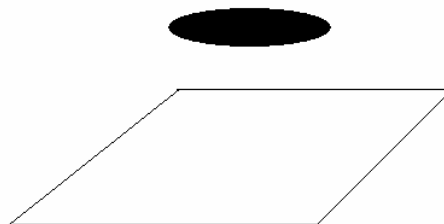
Una consecuencia de la teoría de *supercuerdas* es la existencia de dimensiones espaciales adicionales a las 3 ya conocidas, esta sección plantea una sencilla discusión de cómo es que son las dimensiones espaciales y como nos podríamos imaginar que halla más de 3, al final de este capítulo doy referencia a dos excelentes libros, en esencia novelas, para una mayor profundización en este tema en formato divulgación.

Supongamos que en un espacio de 2 dimensiones se tiene un disco encerrado por un cuadrado como se muestra en la figura I.6, la pregunta es ¿Cómo saco al disco del cuadrado?, una solución sería que el disco atravesara al cuadrado, pero digamos que las paredes son infinitamente rígidas. La solución es, “pensar en otra dimensión”, literalmente. Se que tanto izquierda, derecha, adelante y atrás, esta restringido sin embargo esta restricción se limita al plano donde habita el cuadrado, si el disco se eleva sobre el plano del cuadrado, no tendrá restricciones para moverse en el plano paralelo de arriba para poder posteriormente regresar al plano del cuadrado fuera del cuadrado.

a)



b)



c)

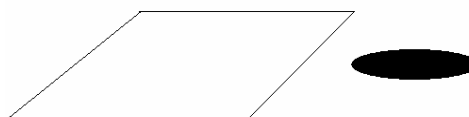


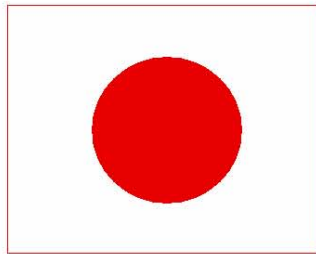
Figura I.6, a) disco encerrado por un cuadrado en un espacio de 2 dimensiones espaciales, b) el disco se mueve en una dirección ajena a las dos dimensiones del espacio, c) el disco se regresa a su plano original solo que ahora fuera del cuadrado.

³ En ingles toe quiere decir dedo del pie.

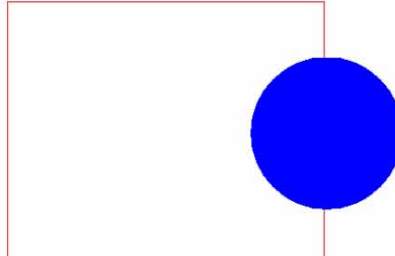
Pongamos un ejemplo con 3 dimensiones, esto será mucho más difícil de visualizar ya que no estamos familiarizados con 4 dimensiones. Por ello antes de comenzar con el ejemplo regresemos al ejemplo anterior. Y supongamos que estamos acostumbrados a ver las cosas en 2 dimensiones, nos es difícil pensar en una tercera, sin embargo para facilitar esto, usamos el color. Usaremos el orden de los colores en el espectro, donde el rojo significa que se está en el mismo plano del cuadrado conforme se va subiendo pasa por el naranja, amarillo, verde y muy arriba, el azul.

Inicialmente veremos tanto al cuadrado como al disco, rojos. Posteriormente, veremos al disco tornarse, naranja, amarillo, en pocas palabras pasando de manera continua por los colores del espectro electromagnético hasta llegar al azul, es decir muy arriba, claro no tiene que irse hasta el azul para atravesarlo bien puede ser el verde o amarillo solo escogí el azul como ejemplo. Posteriormente veremos el disco azul atravesar la caja roja con rigidez infinita. Realmente no la atravesó, simplemente el disco y la caja nunca se tocan porque están en lugares distintos.

a)



b)



c)



Figura I.7, ocurre lo mismo en esencia que en la figura I.1 a), b), c), respectivamente. Solo que ahora la localización sobre la nueva dimensión se representa por medio de colores.

Lo mismo ocurre en 3 dimensiones, con una caja cúbica roja, visualicemos ahora que en vez de una esfera, es una persona roja, esta sabe que hacia arriba y abajo, izquierda y derecha, adelante y atrás, está totalmente limitado, y para salir de esta caja se mueve en

una dirección desconocida para nosotros, tan así, que ni siquiera le hemos puesto nombre. Y poco a poco vemos como finalmente se torna azul, y camina como si nada a través de la caja con paredes infinitamente rígidas, como si fuera un fantasma. Para posteriormente tornarse roja nuevamente.

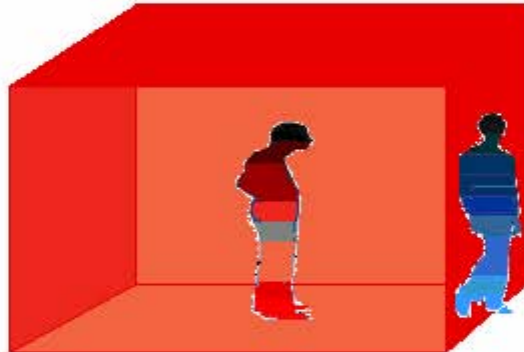


Figura I.8, usando la misma idea del disco y el cuadrado, en tres dimensiones espaciales una persona puede salir de un cubo, si se mueve en una dimensión espacial ajena a las ocupadas por el cubo.

Ahora eso y muchas cosas raras pueden ocurrir con 4 dimensiones espaciales. Pero que tal 5, 6, 7, 8, 9...

Enfatizaré, que las dimensiones adicionales espaciales que buscamos, son a escalas mucho más pequeñas que una persona, el ejemplo que planteo es sólo para una mejor visualización. No se discutirá la razón del tamaño para mayor referencia con respecto a los espacios de las *supercuerdas* ver [Michiokaku]. Para una mejor discusión de este tema ver [EAA] y [Stewart].

Noción de las dimensiones extras ocultas

Estas dimensiones extras no somos capaces de observarlas a simple vista ya que solo se hacen presentes en distancias muy pequeñas están, de alguna manera ocultas. Para simplificar la idea de las dimensiones espaciales ocultas planteamos un ejercicio mental; imaginemos que observamos un mundo unidimensional, donde los únicos movimientos son hacia la izquierda o hacia la derecha, a lo largo de una línea.



Figura I.9, en este aparente mundo unidimensional, una partícula sólo se observa movimiento en una dimensión, al menos vista desde lejos.

Sin embargo, si decidimos ampliar la imagen con el objeto de tener una mejor percepción nos damos cuenta que la línea se empieza a hacer más gruesa.



Figura I.10 la aparente línea que define la dirección en la cual se puede mover una partícula en realidad tiene mas que la dimensión observada anteriormente.

Indicando así que realmente no era totalmente unidimensional, sino que esta línea era más bien un cilindro.



Figura I.11, en realidad era un cilindro.

Permitiendo entonces que no sólo una partícula se mueva a la izquierda o derecha sino también alrededor de la superficie del cilindro, definiendo así una dimensión más, sólo que esta está enrollada en sí misma.

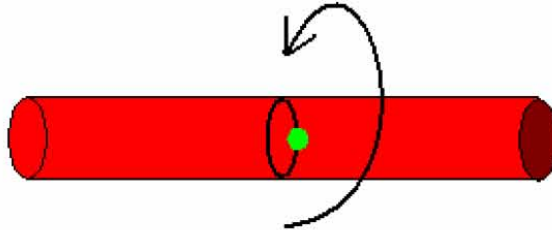


Figura I.12, el hecho de que haya sido un cilindro permite un movimiento alrededor de este, definiendo así una dimensión más, oculta a nuestra primera impresión, ya que esta era mucho más pequeña como para ser observada a simple vista.

La teoría de *supercuerdas* señala que al margen de las tres dimensiones que conocemos, hay otras que no podemos ver (el número manejado por lo regular son 6 adicionales a las 4 que nosotros estamos acostumbrados) por que son muy pequeñas.

El experimento planteado por A. Frank et. al. (ver apéndice A) propone una verificación indirecta de estas dimensiones ocultas, en base a anomalías en la interacción gravitacional.

Capítulo II: Elementos teóricos

Energética nuclear

Recordemos que por el principio de conservación de energía, podemos resolver una serie de incógnitas que por lo regular surgen en sistemas ligados. Por ejemplo, un átomo de hidrógeno (^1H) el cual se constituye por un protón en el núcleo y un electrón orbitando en su estado base, la masa del átomo no es la masa del protón más la del electrón, sino más bien es la masa del protón más la del electrón menos $13.6\text{eV}/c^2$, esta diferencia de masa se debe a que la energía potencial entre el protón y el electrón es negativa, es decir al momento de ligarse el electrón con el protón estas perdieron energía, lo cual los hace estar “amarrados”, la energía perdida se la lleva una tercer partícula (un fotón) esta energía el sistema la tuvo que perder de algún lado, la masa. Algo muy semejante ocurre tanto en los núcleos atómicos como en los planetas, cualquier sistema ligado por un potencial.

Sabemos que los núcleos atómicos están constituidos por protones y neutrones, que la masa del protón y la del neutrón en unidades de masa atómica son: $m_p=1.0072726$ y $m_n=1.008665$ respectivamente.

Sin embargo el tritio (^3H) el cual contiene un protón y 2 neutrones, tiene una masa distinta ($m_t=3.016049$ en su estado base) a la suma de las masas de sus respectivos componentes.

$$m_p + 2m_n = 3.024606 \neq 3.016049 = m_t$$

La relación entre la energía con la masa, la da la famosísima ecuación de Einstein, la cual es:

$$E=mc^2$$

La cual relaciona la energía de un sistema en reposo (E), con su masa (m) donde c es la velocidad de la luz. Usando la anterior ecuación podemos saber cuando un sistema libera o absorbe energía en una *reacción nuclear*. O incluso la energía necesaria para romper un núcleo.

Dada una *reacción nuclear* $A(a,b)B$, donde a es un proyectil de masa m_a incide sobre un núcleo blanco A de masa m_A , lo cual resulta en una partícula b de masa m_b y un núcleo residual B de masa m_B . Tenemos la condición de que la carga total anterior a la reacción (la de a + A) tiene que ser igual a la posterior a la reacción (la de b + B). Restringiendo así las combinaciones posibles de núcleos resultantes. Si $A=B$ y $a=b$ se tiene como resultado una dispersión elástica y por lo tanto $m_a + m_A = m_b + m_B$ de lo contrario, las masas no serán las mismas. Si definimos un valor llamado Q de la reacción como:

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

La cual representa la energía que es posible extraer de una reacción dada cuando los estados iniciales y los finales son base, convirtiendo masa en energía o viceversa, si el estado final está excitado la Q final será la del estado base menos la energía del estado excitado. Si el valor Q es mayor a cero, es decir que la masa total inicial es mayor a la

masa total final, se le llama exoenergética, se perdió masa inicial que se transformó en energía. Si Q es menor a cero se le llama endoenergética, parte de la energía cinética inicial se transformó en masa.

Ahora una unidad de masa atómica multiplicada por c^2 da 939.48 MeV. Sustituyendo los valores de las partículas involucradas en la reacción, $d(d,n)^3\text{He}$, en Q , tenemos que:

$$Q = 3.2 \text{ MeV}$$

Cinemática en las reacciones nucleares

Haré un pequeño repaso sobre algunos conceptos básicos en física nuclear. En una *reacción nuclear* un proyectil colisiona contra un blanco, generalmente más pesado, en el caso particular, aunque más común a bajas energías, de las reacciones llamadas “binarias”, se obtendrán en el estado final, otras 2 partículas que pueden ser distintas a las iniciales. En la mayoría de los experimentos el blanco esta inicialmente en reposo en el sistema de referencia del laboratorio, es decir su energía cinética es cero, y controlamos la energía con la que el proyectil incide véase figura II.1, es posible calcular la energía de los productos en función de un solo ángulo, ya sea el del producto ligero o del pesado.

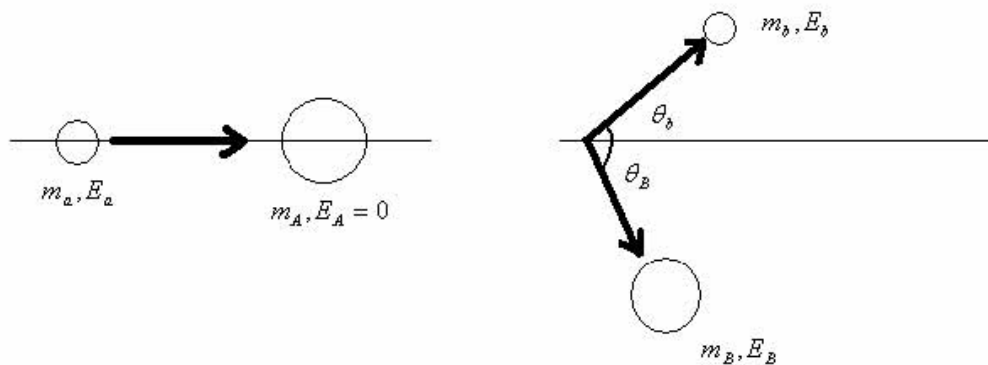


Figura II.1, muestra el antes de una colisión de 2 partículas con masas y energías definidas (izquierda), y el después de la colisión (derecha) donde las masas y energías son distintas.

Donde m_a es la masa de la partícula incidente, m_A la masa del blanco, m_b la masa de la partícula producto ligera y m_B la masa del producto pesado. Por último θ_b y θ_B son los ángulos a los cuales salen las partículas b y B respectivamente con respecto a la dirección de la partícula incidente.

Ahora por medio de la conservación de la energía y del momento lineal es posible conocer todos los detalles de la reacción (*cinemática*). [Rickards]

La energía disponible antes de la reacción es la energía cinética del proyectil más el valor Q y esta será igual a la suma de las energías de las partículas producto.

$$E_a + Q = E_b + E_B$$

Recordemos que la Q está dada por $Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2$ donde si algún núcleo producto está en un estado excitado¹, el valor Q será el antes mencionado menos la energía de excitación. Lo que equivale a sumar la energía de excitación a la masa del núcleo correspondiente. Escribiendo ahora las ecuaciones de conservación del momento lineal tenemos (ver figura II.1):

$$(2m_a E_a)^{1/2} = (2m_b E_b)^{1/2} \cos \theta_b + (2m_B E_B)^{1/2} \cos \theta_B$$

$$0 = (2m_b E_b)^{1/2} \sin \theta_b - (2m_B E_B)^{1/2} \sin \theta_B$$

θ_B y la E_B se eliminan de las ecuaciones anteriores y obtenemos la “ecuación Q”:

$$Q = \left(1 + \frac{m_b}{m_B}\right) E_b - \left(1 - \frac{m_a}{m_B}\right) E_a - \frac{2\sqrt{m_a E_a m_b E_b}}{m_B} \cos \theta_b$$

La ecuación para la energía de b:

$$\sqrt{E_b} = \frac{\sqrt{m_a m_b E_a}}{m_b + m_B} \cos \theta_b \pm \left(\left(\frac{\sqrt{m_a m_b E_a}}{m_b + m_B} \cos \theta_b \right)^2 + \frac{m_B Q + (m_B - m_a) E_a}{m_b + m_B} \right)^{1/2}$$

Las reacciones son energéticamente posibles si la energía de b es real y positiva.

Ahora se puede calcular la energía de B y el ángulo de B:

$$E_B = E_a + Q - E_b$$

y

$$\sin \theta_B = \sqrt{\frac{m_b E_b}{m_B E_B}} \sin \theta_b$$

¹ El núcleo puede quedar excitado si es que la energía sobrante es suficiente para alcanzar al menos el primer estado excitado del núcleo resultante, al desexcitarse habrá emisión de gamas.

De la última ecuación se puede observar que el ángulo de B está determinado por el ángulo de b.

Secciones eficaces

Las secciones eficaces (σ) son un concepto básico en la física nuclear, y es digno de ser repasado para tener una mejor noción de los resultados de esta tesis. En la física nuclear se tiene la necesidad de una medida cuantitativa de la probabilidad que una *reacción nuclear* dada, ocurra. Se introduce el concepto de *sección eficaz*: consideraremos una reacción binaria típica $A(a, b)B$. Donde “A” es el blanco (típicamente en reposo en el laboratorio) “a” es el proyectil (normalmente es la partícula acelerada artificialmente) “b” el producto más ligero y “B” el producto grande (Nota: puede ocurrir que A y a sean iguales a B y b respectivamente). Si hay un flujo de partículas I_0 del tipo “a” por unidad de área incidente en un blanco que contiene N núcleos del tipo “A”, entonces el número de partículas “b” emitidas por unidad de tiempo es claramente proporcional a I_0 y a N. La constante de proporcionalidad es la *sección eficaz*, σ_{ab} , y tiene dimensiones de área. Entonces la *sección eficaz* para esta reacción particular será:

$$\sigma_{ab} = \text{número de partículas b emitidas} / (\text{número de partículas incidentes/unidad de área} \times \text{número de núcleos blanco dentro de el haz})$$

La unidad conveniente de área para la física nuclear es el barn (su símbolo es b: 1 barn = $10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$ (100 fermis cuadrados)) y las secciones eficaces se dan generalmente en barns o las sub-unidades milibarns, 1 mb = 10^{-3} b , y microbarns, 1 $\mu\text{b} = 10^{-6} \text{ b}$, etc.

Si nos interesamos en el número de partículas “b” emitidas dentro del elemento de *ángulo sólido* $d\Omega$ en la dirección (θ, φ) en coordenadas esféricas con respecto al haz incidente, resulta claramente proporcional a $d\Omega$ así como I_0 y N (véase figura II.2). La constante de proporcionalidad en este caso es la *sección eficaz* diferencial, $d\sigma/d\Omega$.

Generalmente la probabilidad de la emisión de “b”, y por lo tanto la *sección eficaz* diferencial, dependerá de los ángulos θ y φ . Solamente en casos especiales la distribución angular será isotrópica. Para enfatizar esto, la *sección eficaz* diferencial $d\sigma/d\Omega$ se escribe a veces como $d\sigma(\theta, \varphi)/d\Omega$. Sin embargo a menos que los espines de una o más de las partículas estén polarizados (ver más adelante), el proceso de dispersión es simétrico alrededor de la dirección del haz incidente lo que significa que la *sección eficaz* diferencial no puede depender del ángulo azimutal φ . En ese caso, podemos escribirlo simplemente como $d\sigma(\theta)/d\Omega$.

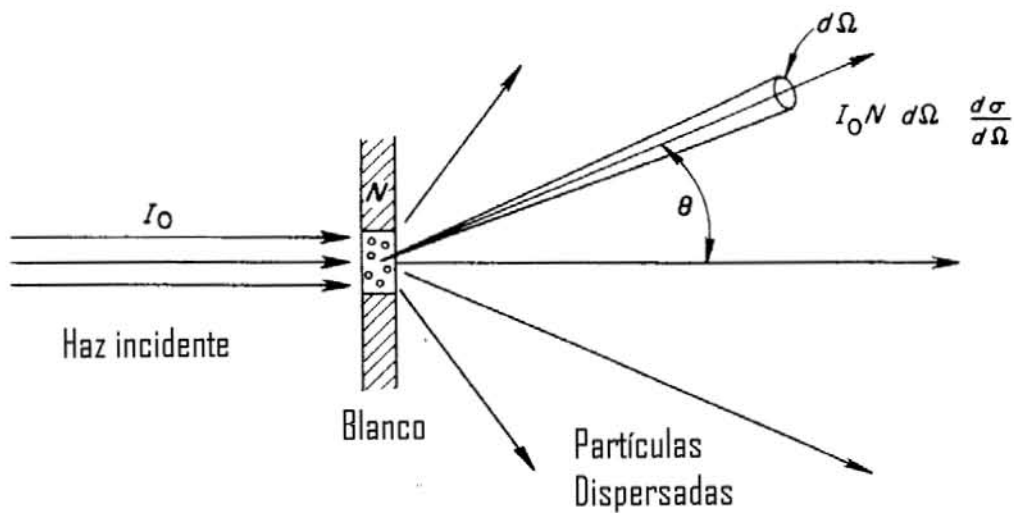


Figura II.2. Diagrama para la definición de *sección eficaz* diferencial. Por lo regular el tamaño del área irradiada en el blanco es mucho menor que la distancia al detector, de tal forma que el ángulo de dispersión θ está bien definido [Satchler].

Las dos clases de secciones eficaces se relacionan claramente por

$$\sigma = \int_0^{4\pi} (d\sigma / d\Omega) d\Omega \quad (\text{II.1})$$

o, ya que el *ángulo sólido* $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$

$$\sigma = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} d\phi (d\sigma / d\Omega) \sin\theta d\theta \quad (\text{II.2})$$

Si no hay *polarización* de *espín* de modo que $d\sigma/d\Omega$ sea independiente de ϕ :

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} (d\sigma / d\Omega) \sin\theta d\theta \quad (\text{II.3})$$

Las secciones eficaces son medidas de probabilidades. Dada una energía de bombardeo, se puede definir una *sección eficaz* para cada uno de los estados disponibles para cada conjunto posible de núcleos residuales.

Para hacer el concepto de la *sección eficaz* más físico, consideremos la colisión de dos esferas clásicas (Figura II.3). Con la esfera 1 en reposo. Las dos esferas no chocarán a menos que su parámetro del impacto "b" sea menor que la suma de sus radios, $b \leq R_1 + R_2$. El efecto es igual para la colisión de una partícula puntual con un disco de radio $R_1 + R_2$. El área de este disco, $\pi(R_1 + R_2)^2$, es la *sección eficaz* para la colisión, nota: el área que ve la partícula incidente es de frente y no de lado como lo sugiere la figura II.3 de la derecha.

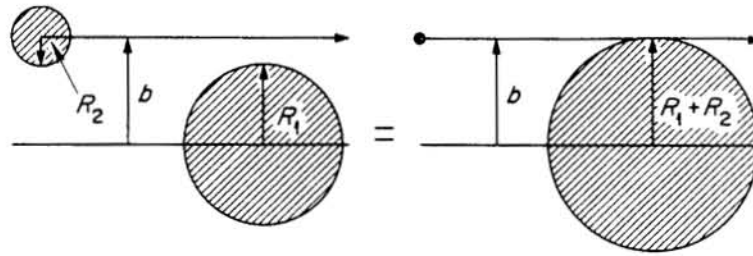


Figura II.3, la colisión de dos esferas (izquierda) tiene la misma *sección eficaz* que una partícula puntual incidente sobre una esfera que tiene el radio igual a la suma de $R_1 + R_2$ (derecha)

Se observa una característica importante en este dibujo. La *sección eficaz* no es una propiedad de el blanco solamente, también refleja las características del proyectil. En este ejemplo es la suma de los radios lo que se toma en consideración. Un proyectil distinto dará una *sección eficaz* distinta para el mismo blanco si su radio R_2 es distinto, y esto debe ser considerado si deseamos extraer el radio del blanco de los resultados de la medida de la dispersión. Además, los sistemas cuánticos como los núcleos no tienen bordes agudos. Sus superficies son difusas y, mientras se acercan uno a otro, hay una región de transición en la cuál están sólo parcialmente en “contacto” (es decir que haya interacción). La situación es más complicada por el hecho de que las fuerzas que actúan entre los sistemas tienen alcances distintos a cero. La interacción asumida en el caso clásico es una de contacto pero las fuerzas nucleares reales actúan en distancias finitas. Los dos efectos hacen imposible caracterizar totalmente interacción entre dos sistemas simplemente en términos de radio. Por lo menos otro parámetro se requiere, como alcance o difusividad superficial. (La fuerza electrostática o de Coulomb, que es proporcional al inverso cuadrado de la distancia entre los dos sistemas, tiene alcance infinito y requiere un tratamiento especial para conocer su *sección eficaz*. Sin embargo en esta tesis se manejan neutrones lo cuál nos quita de entrada las complicaciones de esta fuerza ya que los neutrones no tienen carga eléctrica).

Los efectos de onda tales como *refracción* y *difracción* son importantes para la dispersión nuclear. Incluso con interacciones del contacto y en ausencia de la difusividad superficial, estos efectos de onda modularían la *sección eficaz* de modo que solamente en un sentido promedio (sobre la región de energía de bombardeo) sería $\pi(R_1 + R_2)^2$. Los efectos de la estructura nuclear pueden también hacer la *sección eficaz* variar con la energía de bombardeo e incluso exhibir resonancias agudas. Además, la *sección eficaz* para una reacción particular no necesita ser comparable a $\pi(R_1 + R_2)^2$. Aunque la *sección eficaz* total para dos sistemas fuertemente interactuantes está generalmente cerca de esta área geométrica, la *sección eficaz* que conduce a un estado final particular puede ser mucho más pequeña (incluso cero) por la estructura nuclear u otros efectos. Si los sistemas no están interactuando fuertemente, la *sección eficaz* puede también ser muy pequeña; por ejemplo, la *sección eficaz* para los neutrinos dispersados por un núcleo es casi nula porque los núcleos son casi transparentes a los neutrinos [Particle Adventure]. En el extremo opuesto, en una situación fuertemente resonante, tal como a veces ocurre para los neutrones lentos con los núcleos, la *sección eficaz* puede convertirse en algo mucho mayor que $\pi(R_1 + R_2)^2$. Si recordamos la naturaleza dualidad onda partícula esto se hace más claro, ya que mientras más lento es el neutrón mayor es su longitud de onda de Broglie λ y en consecuencia se puede entender que el neutrón

tiene una mayor probabilidad de estar en más lugares en el espacio y en consecuencia puede ser capturado más fácilmente. [Beiser]

Atenuación de un haz

Mientras un haz de partículas pasa a través de la materia, su intensidad será atenuada porque algunas de las partículas se dispersan del haz o inducen reacciones. Puesto que incluso la dispersión elástica quita partículas del haz, es la *sección eficaz* total la que determina esta atenuación. Consideremos un haz de partículas de intensidad I_0 por unidad de tiempo por unidad de área (Figura II.4) incidentes sobre una placa de material. A una profundidad x , la intensidad es I . Sea N el número de partículas blanco por unidad de volumen en el material. El número de colisiones por unidad de área en una rebanada de dx de grueso es entonces proporcional al número de partículas incidentes I y el número de partículas blanco Ndx . Por definición la constante de proporcionalidad es la *sección eficaz* total, σ_t . Entonces:

$$dI = -\sigma_t I N dx$$

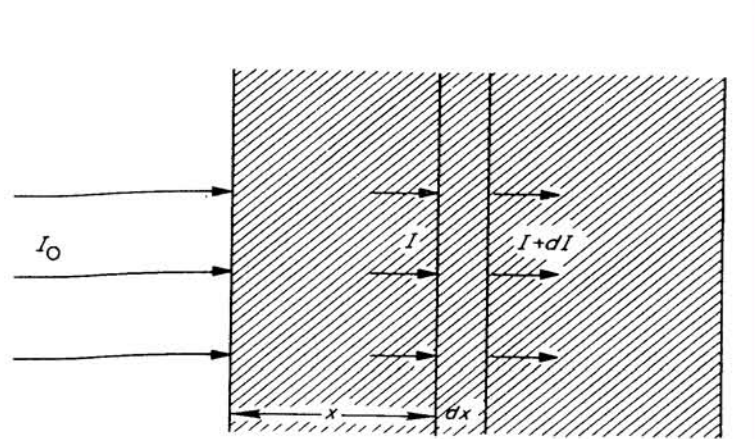


Figura II.4 diagrama para la atenuación de un haz que pasa a través de una losa

Integrando y aplicando la condición inicial $I = I_0$ en $x = 0$

$$I = I_0 \exp(-\sigma_t N x) = I_0 \exp(-x/\Lambda) \quad (II.4)$$

donde $\Lambda = 1/N\sigma_t$ es el “camino libre medio” entre colisiones. Λ es la distancia en la cuál la intensidad del haz baja a e^{-1} . La atenuación (II.4) puede medirse para dar un valor de Λ y por lo tanto σ_t , si se conoce N . Esto es conocido como un experimento de transmisión.

Polarización

Los neutrones son partículas con carga cero en esencia sólo interactúan por medio de la fuerza nuclear (y gravitacional pero no discutiremos esto en esta sección), existe una propiedad de los neutrones que también puede afectar las mediciones, ya que puede ayudar a presentar cierta asimetría angular. El *espín*, la existencia de espines nucleares agrega mayor dimensión a la descripción de una *reacción nuclear*. Un haz de partículas con *espín* se puede polarizar, es decir se pueden orientar preferentemente en una

dirección particular. La orientación lograda en el laboratorio generalmente sólo es parcial. Esta orientación es relevante, en parte porque la fuerza entre dos nucleones depende de la orientación relativa de sus espines y en parte porque el mecanismo en sí mismo de la reacción puede favorecer una orientación sobre otra. Una discusión más elaborada sobre este tema está en [Satchler], [Krane]

Una forma de polarizar los núcleos es aplicar un *campo* magnético uniforme \mathbf{B} , porque el vector \mathbf{I} del momento angular *espín* tiene asociado un momento magnético $\mathbf{u} = g\mathbf{I}$. Los momentos magnéticos tenderán a alinearse con el *campo* magnético, al mismo tiempo esta tendencia será contrarrestada por la agitación térmica. Si la componente de \mathbf{I} a lo largo de la dirección de \mathbf{B} es M , y la probabilidad de encontrar el valor de M es $\omega(M)$, la *polarización* P de un ensamble de tales núcleos se define como el valor promedio de M/I .

$$P = \langle M/I \rangle = I^{-1} \sum_M M \omega(M) \quad (\text{II.5})$$

Donde la probabilidad total es $\sum_M \omega(M) = 1$. Ya que $-I \leq M \leq I$, debemos tener $-1 \leq P \leq 1$. Si $P = 1$, la *polarización* es 100% y todos los núcleos tienen $M = I$. Para el caso de $I=1/2$ por ejemplo para protones y neutrones, la ecuación II.5 se transforma en

$$P = \frac{\omega(+1/2) - \omega(-1/2)}{\omega(+1/2) + \omega(-1/2)} \quad (\text{II.6})$$

Cuando las partículas tienen *espín* $I > 1/2$, existen clases más complicadas de orientaciones. Puede incluso ocurrir que P sea 0 y no necesariamente las partículas estén orientadas al azar. Por ejemplo, supongamos $\omega(-M) = \omega(M)$, de modo que P , la ecuación II.5, se hace cero. Sin embargo no están orientadas aleatoriamente. Lo que puede ocurrir es que, por ejemplo, la mitad apunte hacia arriba y la otra mitad apunte hacia abajo, todas con la misma magnitud a pesar de que haya más variedad de estas. En este caso por ejemplo, la cantidad²:

$$\left\langle M^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right\rangle = \sum_M \omega(M) \left[M^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right] \quad (\text{II.7})$$

no será cero a menos que las probabilidades $\omega(M)$ sean independientes de M . Esto y otros momentos mayores de la orientación del *espín* se describen como tensores de *polarización*; a P se le refiere como el vector de *polarización*.

Las energías asociadas $\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}$ a los momentos magnéticos nucleares \mathbf{u} en los *campos* magnéticos \mathbf{B} que uno puede producir en el laboratorio son muy pequeñas. Entonces este método requiere de temperaturas muy bajas T de modo que $\mathbf{u} \cdot \mathbf{B} > k_B T$, donde k_B es la constante de Boltzmann, si no la agitación térmica destruirá la *polarización*. Los productos polarizados de una reacción se pueden utilizar para iniciar una reacción

² Esta cantidad funciona como un parámetro de orientación para definir que tan polarizado está el sistema. Por ejemplo, en los cristales líquidos, estos no tienen las distancias intermoleculares definidas, sin embargo tienen una forma semejante a un cilindro, estos pueden tener un cierto orden orientacional, es decir que en promedio tienden a apuntar todas a un cierto ángulo. Un breve desarrollo mejor explicado está en el Apéndice C.

secundaria, aunque este método sufre de intensidades bajas comparadas con las obtenibles en un acelerador para inducir las reacciones iniciales o primarias.

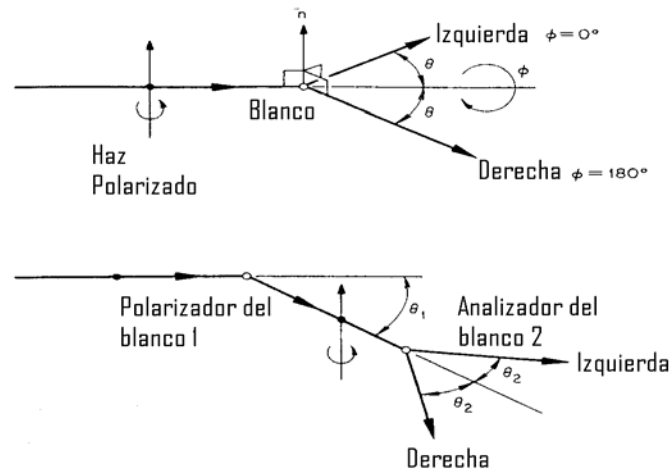


Figura II.5, exhibición esquemática de arreglos experimentales para medir (arriba) la asimetría izquierda-derecha en la probabilidad de la dispersión para un haz polarizado y (abajo) la dispersión doble de un haz polarizado.

La medida más común de la *polarización* en reacciones nucleares es la siguiente: Polarizamos un haz de partículas de modo que sus espines estén orientados lo largo de una dirección \mathbf{n} perpendicular al haz que es incidente sobre un cierto blanco. Entonces medimos la intensidad dispersada (o la intensidad de algún producto de la reacción) en el plano perpendicular a \mathbf{n} (véase la figura II.5). En ausencia de *polarización* de las partículas del haz de incidente o del blanco, no se determina ninguna dirección preferida salvo la del haz y la simetría del arreglo asegura de que la intensidad dispersada no dependa del ángulo azimutal, sino solamente del ángulo de dispersión θ . Sin embargo, usar un haz polarizado introduce una asimetría en la situación. Si las fuerzas responsables de la dispersión o de la reacción son dependientes del *espín*, puede haber una asimetría “izquierda-derecha” en la intensidad detectada, $I(\theta)$.

$$I_{\text{izquierda}}(\theta) \neq I_{\text{derecha}}(\theta)$$

Esto es interesante ya que a pesar de ser neutrones, uno tiene una manera más para manipularlos. Existe otra, ya que tienen *espín*, si llevan energías altas estos pueden ser desviados por *campos* eléctricos ya que se presentan *campos* magnéticos debido a su

velocidad relativa:
$$B = \frac{1}{2c} E \times v$$

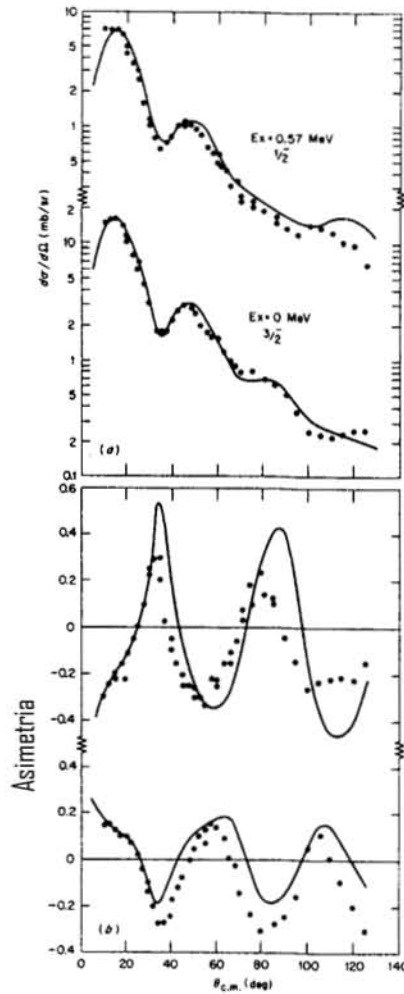


Figura II.6, Comparación de datos teóricos (líneas) con experimentales (puntos) de las secciones eficaces diferenciales (gráfica de arriba) y las asimetrías izquierda-derecha (gráfica de abajo) de los protones producidos por las reacciones de $^{52}\text{Cr}(d, p)$ inducidas por deuterios polarizados de 10 MeV los resultados de arriba corresponden a un estado excitado con *espín* y de paridad $1/2^-$, el de abajo para uno $3/2^-$ [Satchler].

Regresando a la *polarización*. Aunque las secciones eficaces diferenciales tienen distribuciones angulares similares, las asimetrías son muy diferentes y nos permiten distinguir entre los dos espines. La asimetría se define como

$$A(\theta) = (I_{\text{izquierda}}(\theta) - I_{\text{derecha}}(\theta)) / (I_{\text{izquierda}}(\theta) + I_{\text{derecha}}(\theta))$$

Y es proporcional a la *polarización* P de el haz de incidente. En la figura II.6 muestra como ejemplo que la asimetría izquierda-derecha de una reacción (d,p) producida por deuterios polarizados.

Aun cuando un haz no polarizado se utiliza para iniciar una reacción, los productos de la reacción, si tienen *espín* diferente a cero, pueden ser polarizados. Si una partícula es dispersada a un cierto ángulo θ_1 , puede demostrarse que su *espín* estará polarizado perpendicularmente al plano de dispersión (el plano que contiene la partícula emitida y el haz de incidente). Esta *polarización* inducida puede ser medida usando una segunda dispersión en otro blanco como analizador, observando la asimetría izquierda-derecha

(véase Figura II.5). Tales experimentos son difíciles de realizar porque la intensidad de flujo de partículas que sufren una segunda dispersión es muy pequeña.

El modelo óptico fenomenológico

A diferencia de, por ejemplo, el electromagnetismo. No existe una teoría para describir perfectamente al núcleo atómico. Lo que sí existe son modelos como por ejemplo el modelo de la gota de líquido, o el modelo de capas.

Una teoría es en esencia un conjunto de reglas o leyes cuya consecuencia es capaz de englobar y explicar todos los fenómenos relacionados con el objeto de estudio, más aparte es capaz de predecir. Por otro lado, un modelo falla en al menos uno de los aspectos antes mencionados. Por ejemplo:

El modelo de la gota de líquido explica de una forma bastante aproximada, el porqué de las masas de los núcleos, sin embargo falla en, por ejemplo, explicar los llamados números mágicos. Por otro lado el modelo de capas, suponiendo un *campo* medio dentro del núcleo, explica estos números al grado de predecir más números. Pero falla al momento de explicar los momentos dipolares de los núcleos.

En física nuclear uno trata todo el tiempo con modelos para estudiar el núcleo atómico. Casi un modelo distinto, según sea el aspecto, la energía, el tamaño nuclear etc. El Modelo Óptico (MO) es uno de estos. Este a su vez se divide en microscópico y global. Con el microscópico, la manera ideal de proceder sería calcular la interacción entre la partícula entrante y todas las combinaciones posibles de los nucleones del blanco, pero, en la práctica, la capacidad es limitada y resulta imposible llevarlo a cabo con núcleos grandes. Por lo tanto, todos los modelos microscópicos, a excepción de núcleos muy ligeros, primero establecen un potencial nuclear eficaz donde los grados de libertad de los nucleones ya no se toman en cuenta explícitamente.

En el MO fenomenológico, se adopta una forma analítica para el potencial (generalmente Woods-Saxon), y se determinan sus parámetros geométricos ajustando la *sección eficaz* calculada con datos experimentales. En este se utilizan comúnmente 3 tipos de MO (i) el MO de “mejor ajuste”, representando un potencial para un núcleo y una sola energía incidente, (ii) un MO local, representando un potencial para un núcleo y una región de energía, (iii) un MO global, cubriendo una región de masa y una región de energías.

El modelo óptico lleva ese nombre debido a una analogía a la óptica porque la situación se asemeja la luz incidente en un cuerpo parcialmente opaco de cristal. Allí, un índice de *refracción* complejo considera la dispersión y la absorción de una onda de luz. En el MO, un núcleo es representado por un potencial complejo de *campo*-medio, donde es necesaria la parte imaginaria para obtener el canal no-elástico.

Es razonable esperar con que los tipos y el número de términos de la interacción sean más o menos iguales. Por simplicidad, uno intenta mantener el número de términos a un mínimo al parametrizar el potencial. Hay muchos ejemplos de los potenciales del MO, aunque la gran mayoría es bastante similar. Abajo, se describe una aproximación a menudo seguida,

El potencial de *campo-medio* complejo puede ser de la forma

$$u(r) = v(r) + i\omega(r)$$

El potencial tiene contribuciones de un término central (V), un término de *espín-órbita* (SO) y un término de coulomb (C),

$$u(r) = -u_v(r) + u_{so}(r) + u_c(r)$$

Estas componentes son expresadas en términos de sus partes reales (v) e imaginarias (ω). Como ejemplo, el término central se convierte en

$$-u_v(r) = -v_v(r) - i\omega_v(r)$$

Donde se espera que las componentes del potencial sigan la forma de la distribución de la materia en el núcleo. Una forma comúnmente elegida para la parte radial es el factor de la forma de Woods-Saxon,

$$f = f(r, R, a) = [1 + \exp(\frac{r - R}{a})]^{-1}$$

Donde los parámetros de geometría son el radio $R = r_0 A^{1/3}$ (Donde A es el número de masa atómica) y “a” es el parámetro de difusividad.

Recordemos que el núcleo se puede considerar como un gas de fermiones los cuales se mueven en un potencial promedio, en el estado base del núcleo sus nucleones, los cuales tienen *espín* $S=1/2$, ocupan los niveles de energía del potencial de tal forma que minimizan la energía total sin violar el principio de exclusión de Pauli.

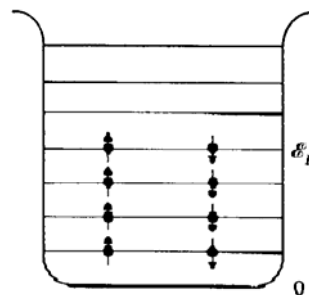


Figura II.7: Se muestra como es que los neutrones de un cierto núcleo se acomodan de acuerdo al modelo de capas. [Eisberg]

Debido a que casi todos los estados los cuales son energéticamente accesibles están completamente llenos en esencia no puede haber colisiones salvo en la superficie. Por ejemplo un neutrón incidente no puede cederle su energía a un neutrón de la capa de hasta abajo como en la figura II.7 al menos que el incidente tenga suficiente energía para excitarlo por encima de la energía de Fermi ya que si no violaría el principio de exclusión de Pauli. Por lo tanto, un término de superficie ω_D es agregado al término central del potencial óptico,

$$-u_V(r) = -v_V(r) - i\omega_V(r) - i\omega_D(r)$$

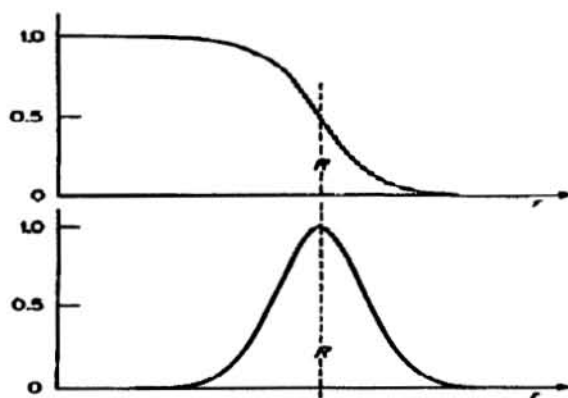


Figura II.8: Ejemplos de la forma de la Woods-Saxon (arriba) y de su derivada (abajo), usado para describir la dependencia radial de los términos del volumen y de la superficie (respectivamente) del potencial imaginario.

Las partes se refieren a las contribuciones (V) volumen-centrales y (D) las contribuciones superficie-centrales. La forma del término de superficie radial de ω_D es establecida eligiéndolo como proporcional a $df(r)/dr$, que es grande solamente cerca de la superficie como se muestra en la figura II.8.

El de *espín-órbita* u_{SO} es incluido en el MO porque un haz de nucleones sin polarizar inicialmente se polariza generalmente después de interactuar con un núcleo, y se expresa de una forma análoga con el término correspondiente para los electrones en la física atómica. Las partes reales e imaginarias tienen un máximo cerca de la superficie, porque un nucleón que se mueve dentro de un núcleo no experimenta un acoplamiento *espín-órbita*, no hay ningún punto de referencia preferido sobre el cuál el momento angular \mathbf{L} sea medido.

El término de coulomb debe ser incluido en el MO solamente si se estudia la dispersión de una partícula cargada como el protón. La repulsión de coulomb de protones crea un exceso de neutrones en todos los núcleos estables con $A > 40$, dándoles *isoespín* $T \neq 0$. Los neutrones y los protones incidentes interactúan distinto con tales núcleos. Si los potenciales del MO se establecen por separado para el neutrón y el protón que dispersan, los valores de los parámetros que vienen del procedimiento apropiado serán algo diferentes para los dos potenciales. Si, por otro lado, un potencial común para la dispersión del neutrón y del protón se establece, esta dependencia del *isoespín* debe ser modelada explícitamente mediante la introducción de un término que es proporcional a $\mathbf{t} \cdot \mathbf{T}$, donde los *isoespines* son \mathbf{t} y \mathbf{T} del nucleón del incidente y del núcleo de la blanco respectivamente.

Recientemente, los nuevos potenciales fenomenológicos del MO, tanto para los neutrones como protones, fueron publicadas por Koning y Delaroche. Éstos se basan en el grupo de datos experimentales más grande usado hasta ahora, y son válidos para los núcleos esféricos y casi esféricos en el rango de masas $24 \leq A \leq 209$. El rango de energía incidente va de, 1 keV hasta 200 MeV, es por mucho, más grande que para cualquier MO anterior. El potencial para los neutrones tiene la forma:

$$u(r, E_n) = v_V(r, E_n) - i\omega_V(r, E_n) - i\omega_D(r, E_n) + v_{SO}(r, E_n)\bar{L} \cdot \bar{S} + i\omega_{SO}(r, E_n)\bar{L} \cdot \bar{S}$$

La dependencia de la energía también se indica, en términos de la energía en el laboratorio E_n (en Me V) del neutrón incidente. Los términos de coulomb y de isoespín no están incluidos puesto que solamente se considera la dispersión del neutrón. Las componentes se separan en profundidades dependientes de la energía y partes radiales independientes de la energía;

$$\begin{aligned} v_V(r, E_n) &= V_V(E_n)f(r, R_V, a_V), \\ \omega_V(r, E_n) &= W_V(E_n)f(r, R_V, a_V), \\ \omega_D(r, E_n) &= -4a_D W_D(E_n) \frac{d}{dr} f(r, R_D, a_D), \\ v_{SO}(r, E_n) &= V_{SO}(E_n) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO}), \\ \omega_{SO}(r, E_n) &= W_{SO}(E_n) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO}), \end{aligned}$$

Ahora utilizando los datos obtenidos en el artículo [Koning Delaroche], se sustituyen en el potencial de la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + u(r)$$

Y se resuelve.

Detectores

Un detector es en esencia una extensión a nuestros sentidos, nos permite conocer fenómenos que de otra forma sería imposible de percatarnos. A continuación mostraré una pequeña introducción a los detectores que fueron utilizados para este experimento.

Principios de detección por medio de *centelleo*

La detección de la radiación de ionizante por medio del *centelleo* producida en ciertos materiales es una de las más viejas técnicas usadas. El proceso del *centelleo* sigue siendo uno de los métodos más útiles para la detección y la espectroscopia de una gran variedad de radiaciones.

El material ideal de *centelleo* debe poseer las siguientes características:

1. Debe convertir la energía cinética de partículas cargadas en luz perceptible con una alta eficacia del *centelleo*.
2. Esta conversión debe ser lineal, es decir, la cantidad de luz producida debe ser proporcional a la energía depositada en un rango tan grande como sea posible.
3. El material debe ser transparente a la longitud de onda de su propia emisión para que esta luz sea fácil de recolectar.

4. El tiempo de decaimiento de la luminiscencia inducida debe ser corto de modo que pulsos de señal rápida puedan ser generados.
5. El material debe estar de buena calidad óptica y que pueda ser fabricado en tamaños suficientemente grandes para que sirva como un detector práctico.
6. Su índice de *refracción* debe ser cercano al del vidrio (~ 1.5) para permitir un acoplamiento eficiente de la luz del *centelleo* al tubo del fotomultiplicador.

Ningún material cumple simultáneamente todos estos criterios, y el escoger algún material centellador siempre sacrifica alguna de estas características.

El proceso de la *fluorescencia* es la pronta emisión de radiación visible de una sustancia que después de su excitación por algún medio. Es convencional al distinguir otros procesos que también pueden conducir a la emisión de luz visible. La *fosforescencia* corresponde a la emisión de una luz de una longitud de onda de más larga que la que *fluorescencia*, y con un tiempo característico que es generalmente mucho más largo. La *fluorescencia* retrasada resulta en el mismo espectro de emisión de la *fluorescencia* pero se caracteriza por un tiempo de emisión más largo después de la excitación. Para que sea un buen centellador, un material debe convertir una fracción tan grande como sea posible de la energía de la radiación incidente a *fluorescencia* rápida, mientras que minimiza las contribuciones generalmente indeseables de la *fosforescencia* y la *fluorescencia* retrasada.

Tubos Fotomultiplicadores

El uso del conteo de centelleos en detección de radiación y espectroscopia sería imposible sin la disponibilidad de dispositivos capaces de convertir señales de luz extremadamente débil de los pulsos de *centelleo* a señales eléctricas.

Una gran variedad de tubos FM comercialmente disponibles, son sensibles a la energía radiante de las regiones del espectro electromagnético como el ultravioleta, el visible y el cercano al infrarrojo. Los FM tienen muchas aplicaciones en la espectroscopia óptica, mediciones con laser y la astronomía.

En la figura II.9 se muestra una estructura simplificada del FM. Los dos elementos principales son el foto cátodo, el cual está acoplado con el segundo elemento principal que es la estructura multiplicadora de electrones. El fotocátodo funciona para transformar tantos como se puedan de los fotones incidentes en electrones de baja energía (por medio de efecto fotoeléctrico). Si el fotón proviene de un pulso de un centellador, los fotoelectrones producidos también será en un pulso de una duración similar. Debido al hecho de que sólo unos cuantos cientos de fotoelectrones comúnmente se involucran en pulso típico con esta carga no se puede producir una señal eléctrica usable. La estructura multiplicadora de electrones en un tubo FM nos provee de una buena geometría para la recolección de fotoelectrones y sirve como un amplificador casi ideal para incrementar en gran manera su número. Después de la amplificación a través del FM, un pulso típico de *centelleo* dará a una cantidad de electrones de 10^7 a 10^{10} , suficientes para dar una señal eléctrica. Esta carga se colecta en el ánodo de la estructura del FM.

La mayoría de los FM llevan a cabo esta amplificación de carga de una forma lineal, produciendo un pulso de salida que se mantiene proporcional al número original de

fotoelectrones sobre un gran rango de amplitudes. Mucha de la información de la duración del pulso original del *centelleo* también se retiene. Los tubos típicos, cuando son iluminados por un pulso de muy poca duración, producirán un pulso electrónico con una duración de unos nanosegundos y un retraso de 20 a 50 nanosegundos.

El proceso de fotoemisión

El primer paso realizado por el tubo FM es la conversión de los fotones incidentes a electrones. Se puede pensar que este proceso de fotoemisión ocurre en tres fases secuenciales:

- 1) Absorción del fotón incidente y transferencia de la energía a un electrón dentro del material fotoemisor.
- 2) Migración de ese electrón a la superficie.
- 3) Escape del electrón de la superficie del fotocátodo.

La energía que puede ser transferida del fotón al electrón en el primer paso, esta dada por la energía cuántica del fotón $h\nu$. Para la luz azul, la cuál es típica para muchos centelladores, la energía es del orden de 3eV. En el paso 2, parte de esa energía se perderá a través de colisiones de electrón-electrón en el proceso de migración. Finalmente en el paso 3, debe haber suficiente energía para que el electrón venza la barrera de potencial que siempre existe entre el material y el vacío. Esta barrera de potencial (comúnmente llamada función de trabajo) es normalmente mayor a 3 o 4 eV para la mayoría de los metales, pero pueden ser tan bajos como de 1.5 a 2 eV para algunos semiconductores.

De estas consideraciones de energía se pueden hacer unos comentarios generales. Primero, vemos que la barrera de potencial en el paso 3 impone un nivel mínimo de energía en el fotón incidente incluso si todas las pérdidas de energía son cero. De tal manera que todos los fotocátodos tienen una frecuencia de corte (una ν mínima), la cuál esta usualmente en la región del espectro del rojo o cercana al rojo. Incluso para fotones de mayor energía, la función de trabajo debe ser tan baja como sea posible para maximizar la cantidad de electrones libres. La pérdida de energía del electrón mientras éste emigra a la superficie es pequeña para maximizar la profundidad del material (llamada también profundidad de escape) desde donde los electrones pueden originarse y aun así llegar a la superficie con suficiente energía para vencer a la barrera de potencial. La pérdida de energía en los metales es relativamente alta, y un electrón no puede viajar más de unos nanómetros antes de que su energía caiga debajo de la barrera de potencial. Por lo tanto sólo una capa muy delgada a unos nanómetros de distancia de la superficie contribuirá con fotoelectrones para metales comunes. En los semiconductores, la pérdida de energía es mucho más baja y la profundidad de escape puede ser de hasta 25nm. Esto, sin embargo, sigue siendo un grosor muy angosto con respecto a lo necesario para detener a la luz visible. Los fotocátodos de este grosor son semi transparentes y causan que menos de la mitad de la luz visible interactúe dentro de éste. De esta manera vemos que estos fotocátodos no se acercan mucho a convertir toda la luz visible a electrones, sin importar la barrera de potencial.

Para que un fotón incidente sea absorbido en un semiconductor, su energía debe exceder la *gap* de energía. El proceso de absorción consiste en simplemente elevar un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción. En un tiempo a del orden de un

picosegundo, estos electrones rápidamente pierden energía a través de interacciones fonónicas con el cristal hasta que su energía llega al fondo de la banda de conducción. En semiconductores normales, el potencial electrónico fuera de la superficie es más alto que el fondo de la banda de conducción por una cantidad llamada afinidad electrónica. Si un electrón va a escapar, tiene que alcanzar a la superficie en un tiempo pequeño antes de que las interacciones fonónicas reduzcan su energía al fondo de la banda de conducción. Sin embargo el electrón, se mantendrá al fondo en la banda de conducción por unos 100ps antes de recombinarse con un hoyo y caer a la banda de valencia. El uso de materiales con afinidad electrónica negativa permite una profundidad de escape mucho mayor permitiendo a los electrones que han caído al fondo de la banda de conducción escapar si alcanzan a la superficie.

La multiplicación de electrones

La estructura multiplicadora de electrones, del tubo fotomultiplicador, se basa en un fenómeno llamado emisión secundaria de electrones. Los electrones del fotocátodo son acelerados e inducidos a estrellarse en la superficie de un electródo, llamado dinodo. Si el material del dinodo se escoge apropiadamente la energía depositada por el electrón incidente puede ocasionar la reemisión de más de un electrón de la misma superficie. El proceso de emisión secundaria de electrones es similar a la de la fotoemisión, sólo que en éste caso los electrones en el material dinódico son excitados por un electrón incidente sobre la superficie en vez de un fotón.

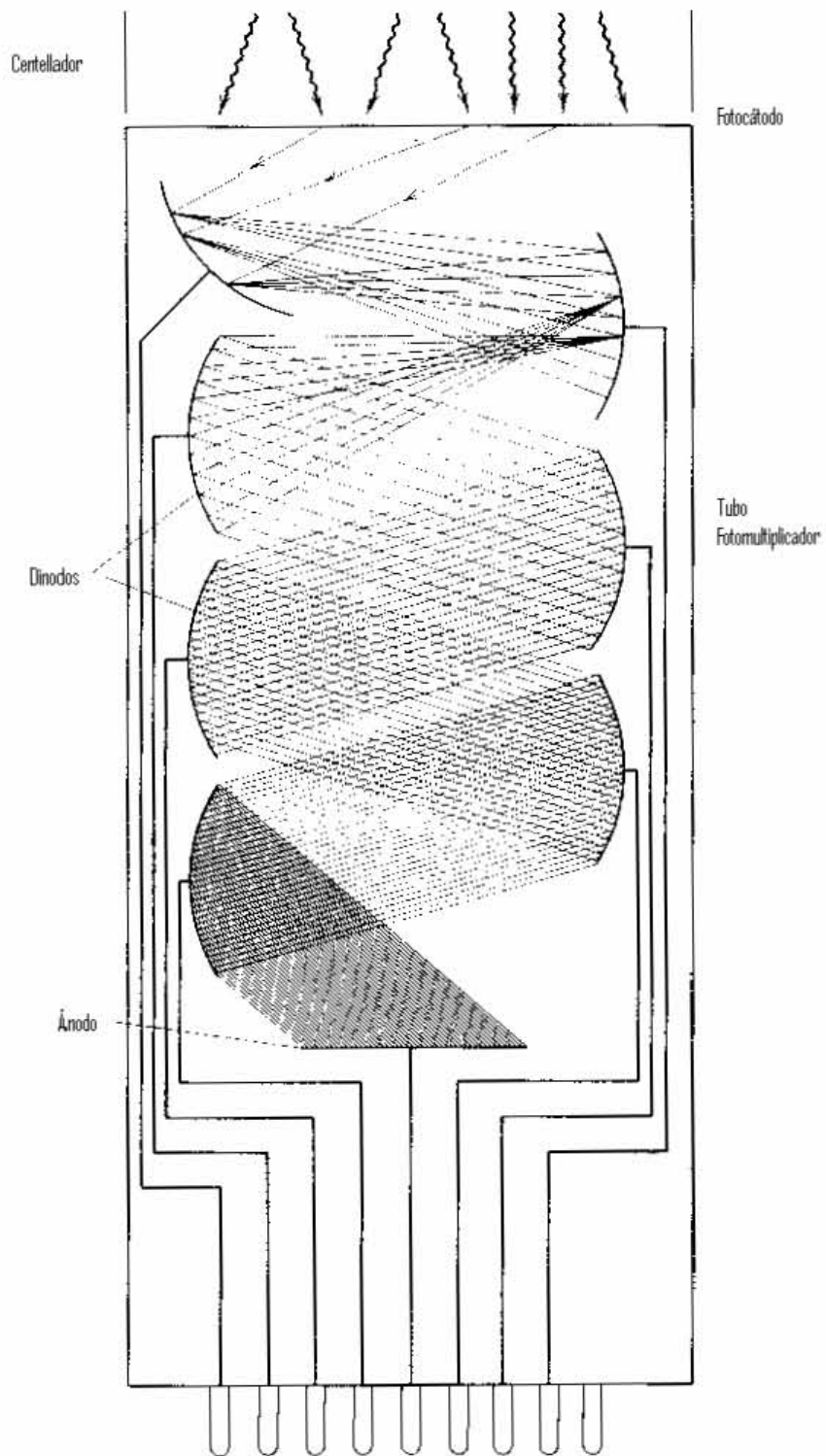


Figura II.9. Aquí se muestra un esquema simplificado del funcionamiento de un tubo fotomultiplicador.[Knoll]

Los electrones que dejan el fotocátodo tienen una energía cinética de 1 eV o menos. Por lo tanto, si el primer dinodo se mantiene a un potencial de varios cientos de voltios. La energía cinética de los electrones al llegar al dinodo esta determinada casi

completamente por la magnitud del voltaje acelerador. La creación de un electrón excitado dentro del material del dinodo requiere una energía mayor o igual al gap de energía, el cuál es típicamente del orden de 2 a 3 eV. Por esto es teóricamente posible que un electrón incidente crea algo del orden de 30 electrones excitados por cada 100V usados como voltaje de aceleración. Debido a que el movimiento de los electrones es en esencia aleatorio, muchos no alcanzaran a la superficie antes de su desexcitación. Otros que si llegan a la superficie habrán perdido suficiente energía de tal forma que no pueden vencer a la barrera de potencial de la superficie y por lo tanto se vuelven incapaces de escapar, tenemos entonces que sólo una pequeña fracción de los electrones contribuyen a la emisión del dinodo al siguiente dinodo, el cuál esta a una diferencia de potencial del anterior, lo cuál ocasiona otra reacción semejante a la anterior sólo que con más electrones y así sucesivamente.

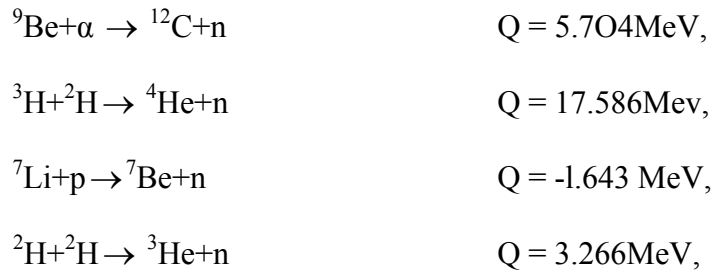
La cantidad de dinodos puede variar pero puede estar por lo regular entre 7 y 12. Hasta que por último se llega al ánodo, el cuál recolecta una corriente suficientemente grande como para ser reconocida como señal eléctrica proveniente de un evento fotónico.

Los neutrones

El neutrón es una partícula sin carga, y con masa cercana a 1 uma (unidad de masa atómica). Normalmente no se encuentran libres en la naturaleza, sino más bien como constituyentes de los núcleos atómicos. De hecho gracias a estos existen los núcleos pesados. Sabemos que los protones tienen carga positiva, y como las cargas del mismo signo se repelan entre sí, junto con el hecho de que la fuerza se incrementa enormemente conforme la distancia se acorta. Resulta difícil de imaginar como es que los núcleos pueden ser estables, a pesar de conocer la existencia de una fuerza nuclear mucho más fuerte que la electromagnética sabemos que esta es de muy corto alcance mientras que la electromagnética es de un alcance (en teoría) infinito, de tal forma que la fuerza nuclear de un protón bien podría sostener a sus vecinos sin embargo los protones que también están en el núcleo y no son tan vecinos contribuyen a la fuerza de repulsión, mientras que la fuerza nuclear del protón sólo se limita a los vecinos, de tal forma que todas las contribuciones de los protones deberían de romper el núcleo venciendo así a la fuerza nuclear, sin embargo los neutrones no tienen carga e interactúan por medio de la fuerza nuclear (la gravitacional generalmente se omite por ser increíblemente débil a comparación de la nuclear sin embargo posteriormente en esta tesis haremos una justificación por la cuál tal vez no siempre sea tan despreciable), los neutrones sirven como pegamento y gracias a estos existen núcleos pesados.

Generalmente los núcleos estables tienen la misma cantidad de neutrones que de protones, por ejemplo ^{12}C que tiene 6 protones y 6 neutrones, sin embargo para núcleos con número de protones suficientemente grandes en número de neutrones se vuelve mayor, como por ejemplo ^{208}Pb que tiene 82 protones y 126 neutrones.

Para liberar neutrones de los núcleos se requiere de una reacción de fisión o una *reacción nuclear*. A continuación se muestra algunas reacciones nucleares que se emplean frecuentemente para producir neutrones usando fuentes radiactivas o aceleradores de partículas, con su valor Q respectivo.



La última de las mencionadas es la que fue usada en nuestro experimento.

Las reacciones inducidas por deuterones (deuterios ${}^2\text{H}$) o protones requieren de un acelerador de partículas para producir neutrones. La reacción ${}^3\text{H}(\text{d},\text{n}){}^4\text{He}$ produce neutrones de alta energía, debido a su alto valor Q , y tiene la ventaja de una alta sección cuando los proyectiles tienen una energía cercana a los 120 keV. Por lo tanto, con aparatos modestos se puede tener grandes cantidades de neutrones de alta energía. Al tener un valor Q grande, esta reacción es atractiva para aprovechar la energía nuclear.

La energía de los neutrones emergentes en cada caso obedecerá las reglas de la *cinemática* de reacciones nucleares. También se producen neutrones en reacciones foto nucleares como:



Donde un rayo gama excita a un núcleo y posteriormente éste decae liberándose de su exceso de energía emitiendo un neutrón.

Los neutrones de unos MeV de energía producidos por estas fuentes se denominan rápidos. Después de salir de la fuente, sufren colisiones elásticas repetidas con los núcleos de la materia circundante, perdiendo energía cinética, y tornándose lentos. Su distribución energética se corre gradualmente hacia la energía baja, hasta que entra en equilibrio térmico con el medio, llegando a tener una distribución alrededor de 0.025 eV, en cuyo caso se denominan térmicos.

Como en el caso en el que Chadwick descubrió al neutrón, en una *reacción nuclear*, si el proyectil que induce la reacción es una partícula α , se pueden usar fuentes radiactivas para inducir las y generar los neutrones, no sólo aceleradores. La reacción más utilizada para esto es la ${}^9\text{Be}(\alpha,\text{n}){}^{12}\text{C}$, usando el ${}^{241}\text{Am}$, el ${}^{210}\text{Po}$ ó el ${}^{239}\text{Pu}$ como emisores de partículas alfa. Las fuentes de neutrones en estos casos consisten de una mezcla del emisor α con polvo de Be, o una aleación de los dos metales, encapsulada en acero inoxidable. Estas fuentes de neutrones son portátiles, y su vida media es la vida media del emisor alfa. El espectro de energía de los neutrones es continuo debido a que la energía de cada partícula alfa que reacciona depende de la cantidad de material que ha atravesado.

Una fuente de neutrones alternativa son los reactores nucleares de fisión. De hecho, la reacción en cadena, que es la base de su funcionamiento, se sostiene porque en cada

reacción de fisión se producen dos o más neutrones, que a su vez inducen más reacciones de fisión. Los elementos en que comúnmente se produce la fisión nuclear son el ^{235}U y el ^{239}Pu . La energía disponible de la fisión (unos 200 MeV) se reparte entre los fragmentos de fisión y los neutrones, y la distribución de energía de neutrones salientes típicamente está alrededor de los 5 MeV.

Existe el caso de un elemento que, a la vez que emite partículas alfa, se fisiona espontáneamente, sin necesidad de una reacción en cadena, el ^{252}Cf (californio). También emite neutrones en suficiente intensidad para ser útiles. Se maneja como fuente radiactiva, pues es portátil, y su vida media es la del Cf, 2.64 años. [Rickards]

Interacción de neutrones con la materia

Existen neutrones que poseen alta energía cinética a estos se les llama neutrones rápidos. Los neutrones rápidos interactúan preponderantemente con los núcleos del material. Como la fuerza nuclear es de corto alcance, esto hace que la sección de dispersión o de cualquier otro proceso nuclear sea muy pequeña. En consecuencia, los neutrones dentro de la materia en general tienen un camino libre medio grande, de algunos centímetros o más.

Las secciones eficaces, en función de la energía de los neutrones, presentan una variación errática de un núcleo a otro, hay una sistemática, como en la dispersión de otras radiaciones. Se presenta abundantemente el fenómeno de resonancia, en la cuál a ciertas energías existen máximos en las secciones. Esto sucede cuando la energía bombardeo coincide con la energía de un nivel del núcleo compuesto núcleo+neutrón.

Los neutrones carecen de carga eléctrica pero poseen *espín* y momento magnético. Por lo tanto, interactúan con los núcleos y con los *campos* magnéticos a nivel atómico dentro del material absorbedor, pero no con los electrones. También existe una interacción tipo *espín-órbita* con el *campo* Coulombiano del núcleo.

Detección de neutrones

Como ya vimos, existen materiales, llamados Centelladores, que producen luz visible como respuesta al paso de radiación ionizante.

Los Centelladores orgánicos son particularmente interesantes para la detección de neutrones por su alto contenido en hidrógeno. Como ya hemos visto los protones y los neutrones tienen una masa muy parecida de tal forma que cuando un neutrón colisiona con un protón el neutrón puede ceder gran parte de su energía cinética, de esta manera, los protones retro dispersados por los neutrones que penetran el material, provocan ionizaciones y excitaciones moleculares en el medio. Y estas alteraciones se traducen en producción de luz visible.

Un sistema de detección de neutrones está constituido por tres dispositivos fundamentales. Estos son:

- el material que interactúa con ellos (centellador),
- los tubos fotomultiplicadores

- la electrónica involucrada para el procesamiento de las señales entregadas a los sistemas de cómputo.

Las cualidades más importantes del centellador orgánico que va a ser utilizado como detector de neutrones son las siguientes:

- Eficiencia de *centelleo*
- Respuesta temporal
- Discriminación de rayos gama
- Resolución de energía

Eficiencia de *centelleo*

La eficiencia de *centelleo* se define, como la fracción de la energía depositada que aparece como luz.

La desexcitación sin la producción de radiación se llama apagamiento (quenching); la presencia de diminutas cantidades de impurezas en el centellador orgánico puede producir apagamiento y por lo tanto una reducción en la eficiencia de *centelleo*.

Un detector centellador orgánico para neutrones va a tener una mayor eficiencia absoluta, en la medida que la probabilidad de ocurrencia de una colisión elástica n-p sea mayor y la eficiencia de *centelleo* sea también mayor

Resolución temporal

La resolución temporal del detector es muy importante para los detectores de neutrones, especialmente en conexión con la técnica del tiempo de vuelo (TOF), muchas veces utilizada para medir la energía de los neutrones. Para esta aplicación específica, la resolución necesaria depende de la longitud recorrida por los neutrones, que va de unos pocos metros hasta centenas.

Técnica del tiempo de vuelo y la técnica de la partícula asociada

También conocida como TOF (Time Of Flight, en inglés), es una poderosa técnica que permite conocer el tiempo de vuelo del neutrón desde que se produjo en la *reacción nuclear* hasta que llega al detector. No sólo funciona para neutrones por ejemplo puede ayudar a conocer el porcentaje de isótopos (partículas con la misma cantidad de protones pero no de neutrones) de una muestra de, por ejemplo, hidrógeno si aceleramos sus iones en un *campo* electrostático veremos que los ¹H llegarán primero después los ²H y por último los ³H debido a que se van tardando más en llegar conforme su masa aumenta.

Si la partícula es no relativista, como en el caso de nuestro experimento, su Energía (E) estará dada por su energía cinética:

$$E = \frac{1}{2} mv^2$$

De esta forma podemos fácilmente despejar la velocidad.

$$v = (2E/m)^{1/2}$$

Y conociendo la longitud recorrida (L) podemos conocer el tiempo de vuelo (t).

$$t = L/v = L/(2E/m)^{1/2}$$

En una *reacción nuclear* binaria se tienen 2 núcleos producto de la reacción y como se vio en la *cinemática*, al detectar a uno a cierto ángulo determinado, el segundo forzosamente se dirige a un ángulo totalmente definido, esta es la idea de la técnica de la partícula asociada. Existe un problema típico al momento de hacer mediciones de radiación ya que siempre existe una radiación de fondo, que típicamente es debida a los rayos cósmicos o alguna fuente radiactiva indeseable, la técnica de la partícula asociada sólo cuenta los eventos donde haya coincidencias en dos detectores para asegurar con una muy buena precisión que el evento fue debido a la reacción estudiada y no a algo indeseado.

La TOF entra en la técnica de la partícula asociada, ya que las coincidencias de los eventos están relacionadas temporalmente. Por ejemplo, digamos que ocurre una reacción típica de sólo 2 partículas producto, por factores como su energía, y la posición de los detectores, entre otras cosas, los eventos no se registran al mismo tiempo, sin embargo sabemos que por cada uno que detectemos en un detector tiene que haber otro en el otro detector un tiempo determinado después. No siempre va a haber coincidencias ya que, como se había mencionado, existe radiación de fondo y más aparte la eficiencia de los detectores puede variar entre otras cosas. Más adelante en el desarrollo experimental explicaremos un ejemplo más concreto (la reacción que utilizamos).

Discriminación de partículas gama

En casi todas las aplicaciones en las que la detección de neutrones es requerida, es necesario separarlos de los rayos gama que inevitablemente están presentes, ya sea como consecuencia de la radiactividad natural o por efecto del mismo mecanismo que produce neutrones (aceleradores, reactores, por algún decaimiento de un estado excitado del núcleo estudiado, etc.). Recordemos que en un principio antes de que se descubriera el neutrón éste se había confundido con gamas ya que no tienen carga eléctrica y tienen una penetración muy grande.

La interferencia puede usualmente reducirse mediante el uso de detectores de tamaño conveniente, sin embargo el descubrimiento de que la forma temporal del pulso luminoso generado en algunos materiales centelleadores es diferente para neutrones y gamas, incrementó notablemente la capacidad de detectar neutrones sin ambigüedad, lo que sin lugar a dudas, posibilita la obtención de resultados experimentales con bajos errores.

Desarrollo de detectores de *centelleo* para neutrones

Los centelleadores orgánicos contienen una gran cantidad de *átomos* de hidrógeno ($H/C \approx 1$) y una densidad de alrededor (1.03 g/cm^3), como la sección de dispersión del hidrógeno es de 2.5 barns para neutrones de 2.5 MeV, un detector orgánico pequeño de 1 a 2 centímetros de espesor es suficiente para detectar neutrones desde unos cientos de keV hasta varios MeV. Como ya se mencionó la eficiencia de detección de neutrones

para un centellador orgánico, siendo esta función de la energía, puede incrementarse aumentando el volumen.

El desarrollo de los centelladores tanto plásticos como líquidos ha sido impresionante. Su versatilidad los convirtió en materiales usados prácticamente en todos los laboratorios donde se construyen detectores de diferentes partículas y por su puesto también para dosimetría de radiaciones en aplicaciones de la medicina nuclear.
[Monroy]

CAPÍTULO III: MÉTODOS EXPERIMENTALES

Experimento

Se utilizó un haz de deuterio, producido en el acelerador tandem del ININ, la corriente del haz de deuterio estaba entre 100 y 150 nA, de energía de $E_d = 3.7$ MeV, este fue colimado por medio de una apertura de 2.5mm de diámetro incidente sobre un blanco de polietileno deuterado (en esencia el “spot” sobre el polietileno es del mismo tamaño) $(C_2D_4)_n$ ¹ a una distancia de 20cm, en donde se llevó a cabo la reacción $d(d,n)^3He$, todo esto dentro de una cámara a un vacío entre 10^{-5} y 10^{-6} torr. El blanco de polietileno rotaba aproximadamente a 60 revoluciones por minuto con el objetivo de que este no se calentara demasiado como para fundirse. Se colocó un detector de barrera superficial de silicio cuya apertura era de 1.5mm de base por 2.5mm de altura del cual se obtuvo aproximadamente 100 cuentas por segundo de 3He . Este se encontraba a $\theta_{He} = 30^\circ$ con respecto al haz incidente a unos 6.8cm de distancia. La energía correspondiente a ese ángulo para el helio 3 es de $E_{He} = 3.95$ MeV, el ángulo correspondiente al neutrón es de $\theta_n = 98.54^\circ$ con respecto al haz incidente y su energía correspondiente es de $E_n = 3.019$ MeV, posteriormente se hace que el neutrón pase a través de un blanco de plomo natural de alta pureza. En nuestro experimento detectamos arriba de 150 cuentas de 3He por segundo a un ángulo de 30° .

El blanco de plomo se moldeó a una forma cilíndrica, cuyo radio era de $r = 2.673$ cm y cuya longitud era de $l = 2.830$ cm. Lo cual implica que tiene un volumen de $V = 15.88087$ cm³. Este a su vez tiene un peso de $W = 177.92$ gr. Lo cual implica que su densidad es de

$$\rho = \frac{W}{V} = 11.2034 \frac{gr}{cm^3}$$

La cantidad de gramos por centímetro cuadrado es

$$\rho l = 31.7056 \frac{gr}{cm^2}$$

Y por lo tanto la cantidad de *átomos* por centímetro cuadrado va a ser

$$N = \frac{\rho l N_A}{PA} = 9.2149 \times 10^{22} \frac{\text{átomos}}{cm^2}$$

Donde $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ *átomos*/mol es el número de Avogadro y PA es el peso atómico del plomo. Recordando lo que se vio en la sección de atenuación de un haz podremos calcular la *sección eficaz* total. Primero lo que hacemos es medir la cantidad de neutrones sin blanco de plomo, a cero grados con respecto al haz de neutrones, dentro de una cantidad de tiempo. Posteriormente se mide la cantidad de neutrones utilizando el blanco de plomo en la misma cantidad de tiempo colocando el detector de neutrones

¹ La D, significa que en vez de hidrógeno se utiliza deuterio, y la n como subíndice denota que tiene forma polimérica y por lo tanto la molécula fundamental, expresada dentro del paréntesis, se repite muchas veces.

en el mismo lugar. Dividimos el número de cuentas con plomo entre sin plomo, esto nos da la transmisión (T). Se obtuvo que:

$$T=0.48$$

Usando la ecuación de atenuación de un haz, vemos que por otro lado lo transmitido esta dado por:

$$I= I_0\exp(-\sigma_t n) \Rightarrow \sigma_t = -\ln(T)/n$$

Obteniéndose así que:

$$\sigma_t = 7.9885 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Dados los errores y expresándolo en barns se tiene que:

$$\sigma_t = 7.99 \pm 0.20 \text{ barns}$$

Cada centellador estuvo acoplado a un fotomultiplicador, estos nos proporciona los pulsos que son captados por el sistema de adquisición CAMAC, al cual llega la señal del detector de ^3He . Como ya antes se ha mencionado, se utilizó la técnica de la partícula asociada, donde el ^3He es la partícula que primero se detecta para hacer una coincidencia. El TDC (Time to Digital Converter) es el que convierte la señal del detector de ^3He a una señal digital definiendo así una ventana temporal (El ^3He se identifica por medio de su energía y un analizador de un sólo canal). Luego en la computadora (PC) se guarda el espectro de energías del detector de estado sólido (^3He) y las diferencias de tiempo entre la señal de ^3He y la de los detectores de neutrones en una modalidad de evento por evento para poder hacer un análisis posterior. Un total de 4×10^6 iones de ^3He fueron detectados en el transcurso de nuestro experimento.

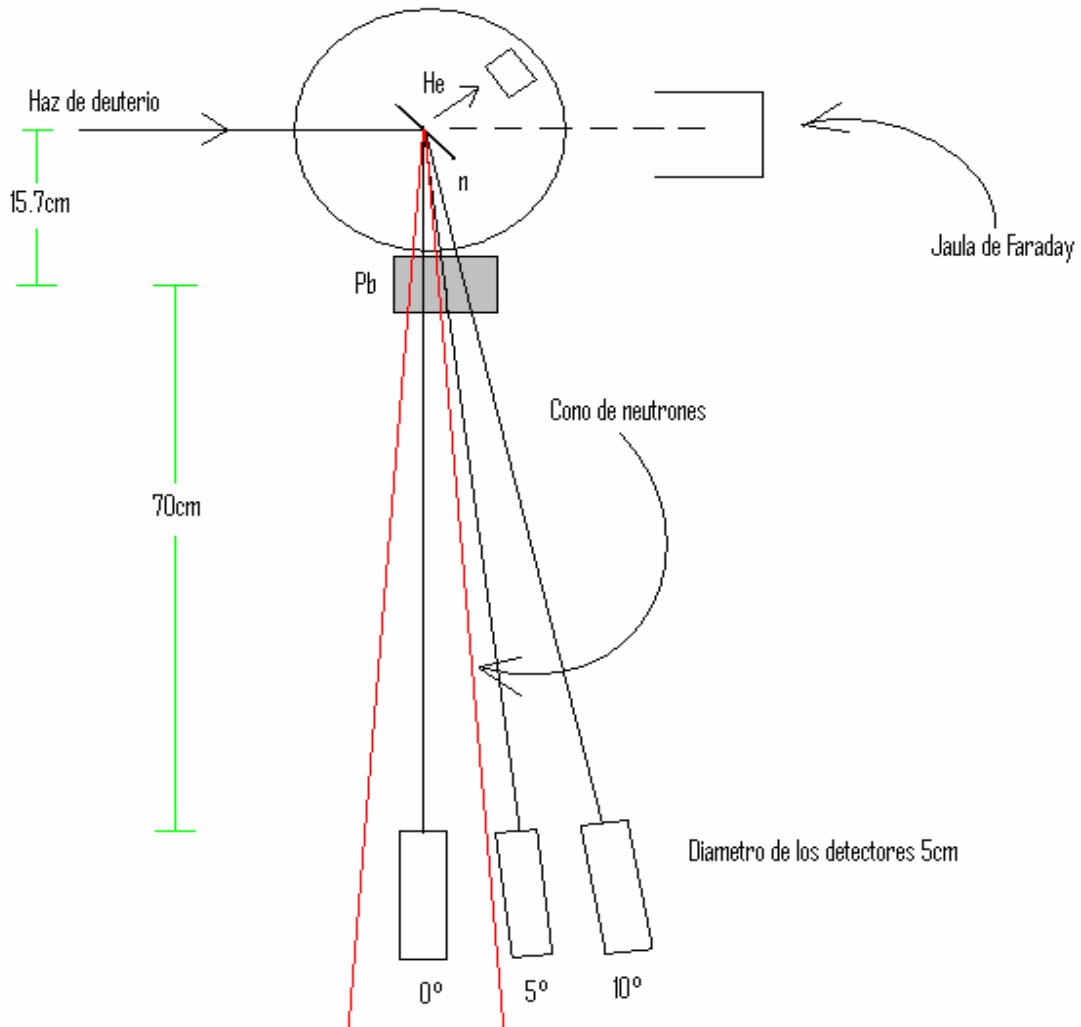


Figura III.1 Muestra el arreglo experimental.

Se utilizaron 4 detectores NE 102 (Nuclear Enterprise), los cuales se colocaron de acuerdo con la tabla III.1

Sesión	Ángulo (°) del detector 1	Ángulo (°) del detector 2	Ángulo (°) del detector 3	Ángulo (°) del detector 4
1	0	5	10	15
2	-1	4	9	14
3	-2	3	8	13
4	-3	2	7	12

Tabla III.1 Muestra como es que se acomodaron los detectores en las distintas sesiones

Se hicieron 4 medidas de por cada ángulo en cada sesión, cada una de las medidas tuvo una duración de 2 horas. Los ángulos correspondientes a 6°, 11°, se omitieron debido a falta de tiempo. Los fotomultiplicadores son Philips modelo 56 AVP, los cuales utilizaban un voltaje de -1800 volts. El experimento se llevo acabo en 32 horas, aproximadamente, a lo largo de 3 días.

El cono de neutrones:

Esto es en esencia lo que genera la enorme dificultad de hacer mediciones en ángulos pequeños. En esta sección discutiremos el porque de este problema.

Inicialmente se había dicho que el detector de helio estaba a 30° ahora esto es cierto, sin embargo, recordemos que el detector tiene una apertura, y cuya componente horizontal (la que nos interesa, puesto que sobre este plano se hacen las mediciones) es de 1.5mm, esto quiere decir que a pesar de que el detector este centrado a 30° , los ^3He medidos no son detectados necesariamente a 30° . Sino dentro de una región definida por este ancho de la apertura de la rejilla que es $\Delta\theta = 1.4^\circ$. Lo cual implica que si se mide un helio 3, el neutrón asociado estará dentro de un ángulo de 0° a casi 4° con respecto al haz directo de neutrones (usando la *cinemática* ya discutida), a esto se le llama el cono de neutrones. Este cono, pasa completamente a través del blanco de plomo.

Ahora, este cono, presenta una dificultad experimental enorme, razón por la cual muchos experimentales no se aventuran a medir en esta región, y es por eso que el cálculo de las secciones eficaces en ángulos pequeños es muy difícil, y en consecuencia también el hacer la corroboración de la propuesta de [A. Frank.]

Para darnos una idea de la problemática que se presenta, pensemos en esto. Por un lado ya sabemos que dentro del cono de neutrones no podemos localizar bien al helio 3, podrían decir, “Bueno, ¿Porque el afán de localizar exactamente al ^3He ?, y suponiendo que se necesita, ¿Que este no se puede localizar observando su coincidencia con el detector de neutrones?”, el objetivo en si no es localizar al helio tres exactamente, y si, efectivamente se podría localizar mejor si nos fijamos en que detector el neutrón se contó (si es que no hay blanco para su dispersión). Sin embargo desgraciadamente no podemos hacer esto.

No lo podemos hacer porque tenemos dobles o hasta triples cuentas. Es decir, por cada helio 3 puede haber 2 detecciones de neutrones en distintos detectores o hasta 3. De tal forma que no sabemos a que neutrón le correspondió el helio. Lo cual lleva a la pregunta del ¿Porque es esto?, ¿Qué no debe haber sólo un neutrón por cada helio 3?

Existe radiación de fondo. Pero es muy poco probable que haya tantas coincidencias con más de un detector al mismo tiempo. Y definitivamente la *cinemática* está bien. Aunque siempre existe la posibilidad de que la mesa donde estaban los detectores no haya estado completamente horizontal y esto haya provocado este fenómeno. Por otro lado el mismo grosor del blanco puede provocar que el helio 3 se disperse de forma indeseada lo cual si es un problema sin embargo no tan grande ya que el grosor del polietileno es de aproximadamente 2 tal vez 3 micras de tal forma esto si es posible pero no al grado de afectar tantas (alrededor del 3%) cuentas como en el experimento. El problema fuerte puede radicar en 3 factores.

- 1) El ancho de la ventana del detector.
- 2) La resolución temporal de este.
- 3) Estados excitados del plomo.

Ya sabemos que el ancho permite que entren helios dentro de cierto rango angular. Y que la resolución temporal del detector usado es algo poco menor a 1ns. Lo cual es

bastante bueno. Sin embargo, los primeros 2 factores juntos pueden colaborar para generar el fenómeno de dobles cuentas. Veamos como:

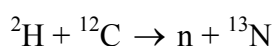
Supongamos que se producen dos reacciones casi al mismo tiempo. Y que salen dos helios a ligeramente distintos ángulos casi al mismo tiempo, de tal forma que los dos entren por la ventana del detector del helio 3 y este solo cuente un evento de tal forma que la información del otro evento se pierde, si el segundo helio llega dentro del siguiente milisegundo el detector de los helios 3 verá simplemente un helio del doble de energía y discriminará esa cuenta, es decir no la toma en cuenta. Si el segundo helio llega dentro del segundo milisegundo, en ese momento la electrónica está trabajando y la cuenta de helio 3 se pierde sin embargo la ventana sigue abierta para los detectores de neutrones y estos cuentan otro neutrón. De esta forma puede ocurrir que se vean aparentemente dobles o hasta triples cuentas.

Los estados excitados del plomo pueden colaborar también generando cuentas que no corresponden a ^3He sin embargo los pulsos en los detectores debido pueden llegar en coincidencia con un neutrón al cual si le corresponde un ^3He .

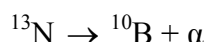
Todas las cuentas dobles y triples fueron eliminadas, de la base de datos ya que no se les podía extraer información útil.

Problemas adicionales

La reacción que nos interesa es la de deuterio contra deuterio, sin embargo en el polietileno, también existe el carbón el cual nos dará reacciones indeseables que meterán mucho ruido.



Pero a su vez este nitrógeno decae



Ahora las alfas emitidas pueden tener 2 energías, una correspondiente a cuando el ^{10}B se queda en su estado base, y otra (más baja) cuando se queda en un estado excitado.

Abajo se muestra una gráfica donde se grafican las energías de las partículas involucradas en la reacción.

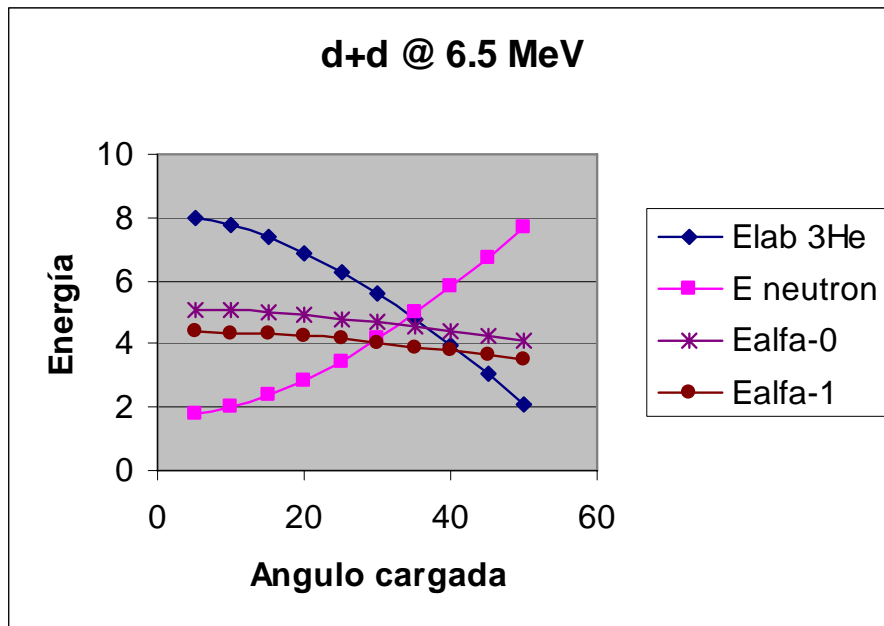


Figura III.2, energías de las partículas alfa y de los neutrones creados en el experimento en función del ángulo.

Se observa que para ángulos poco mayores a 30° las energías de los ^3He se pueden traslapar con las energías de las alfas. En la siguiente gráfica se muestra el espectro de energías del ^3He y las alfas a un ángulo menor a 30°.

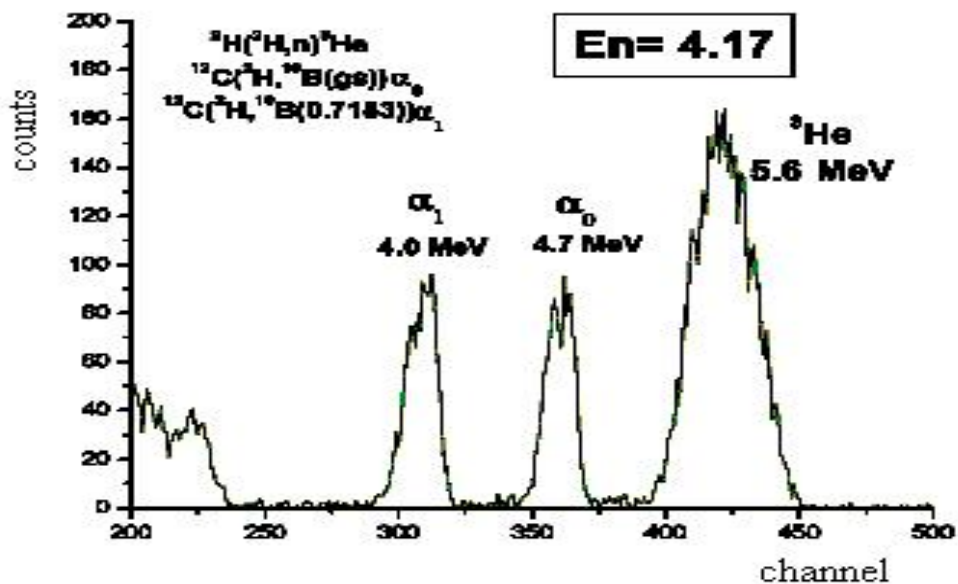


Figura III.3, espectro de energías de los helios a un ángulo menor a 30°.

Se observa que fácilmente se pueden discriminar las 2 alfas, debido a que sus energías no se traslapan. De esta forma no se tendrá ruido debido a estas reacciones indeseadas.

Elaboración del polietileno deuterado:

Se mezcla 7.5mg de polietileno deuterado en xileno hirviendo (aproximadamente 120°C) . Posteriormente esta mezcla se vierte sobre láminas inclinadas, donde previamente se deposita una película de carbono, de $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$. El grosor del blanco de polietileno resultante es una función del ángulo de inclinación de las láminas inclinadas, mientras más inclinadas más delgadas, mientras más horizontales más gruesas. Los ángulos típicos están entre 45° y 60°, donde se obtiene de $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ a $300\mu\text{g}/\text{cm}^2$ aproximadamente.

Después de haber depositado el polietileno con el xileno sobre las láminas, se deja reposar por 24hr. Se corta dependiendo del tamaño de blanco que se necesite. Posteriormente para desprender el polietileno de la lámina, se introduce a agua caliente y automáticamente se desprende. Se utiliza un porta blancos, en esencia una especie de anillo. Se introduce debajo del blanco y se saca con cuidado de forma inclinada (no horizontal ya que se puede romper).

CAPÍTULO IV: RESULTADOS

Análisis de cuentas

En la figura de arriba se muestra el detector colocado a 0° , la gráfica se encuentra en escala lineal para el eje vertical (el cual siempre se refiere a número de cuentas), el eje horizontal es el canal el cual esta relacionado con el tiempo de vuelo, como tal, a esto se le llama espectro del tiempo de vuelo. En la gráfica se observa que a un canal cercano a 140 le corresponde a una energía del orden de 3 MeV's. Para tener una mejor perspectiva veamos la siguiente gráfica.

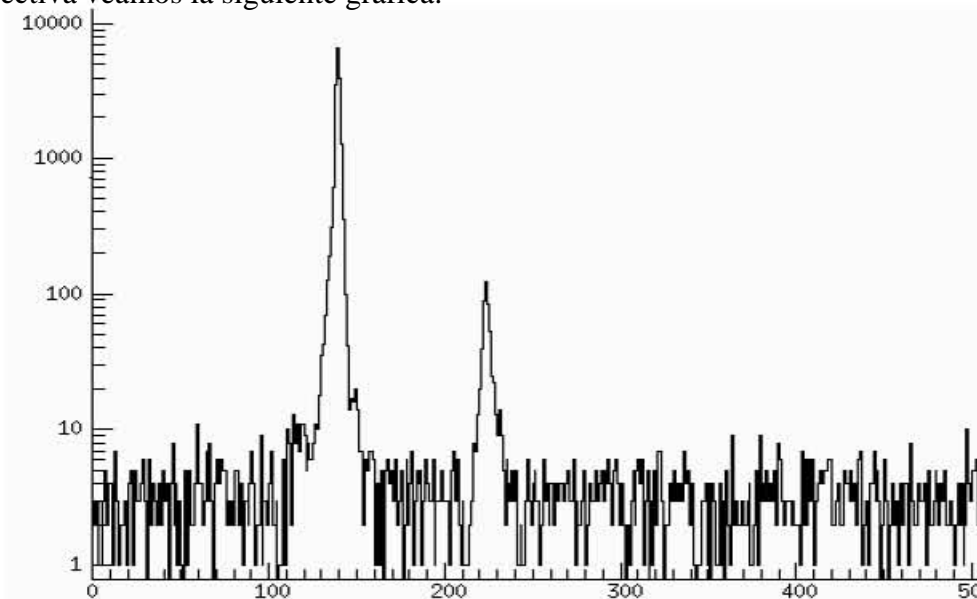


Figura IV.2 número de cuentas a 0° en escala logarítmica, nótese que existe un segundo pico

En la figura de arriba se muestra el detector colocado a 0° , la gráfica se encuentra en escala logarítmica para el eje vertical (el cual siempre se refiere al logaritmo del número de cuentas), el eje horizontal es el canal el cual esta relacionado con el tiempo de vuelo, a esto se le llama espectro del tiempo de vuelo. En la gráfica se observa que a un canal cercano a 140 le corresponde a una energía del orden de 3 MeV's. Se ve bastante ruido a su alrededor (cuentas a las cuales no le corresponde un helio 3), también se observa que existe otro pico a su derecha, la existencia de este será discutida mas adelante.

No sólo la existencia del pico perturba el análisis, sino que existe otro problema al cual nos enfrentamos. En ocasiones hubo cuentas de neutrones al mismo tiempo en más de un detector.

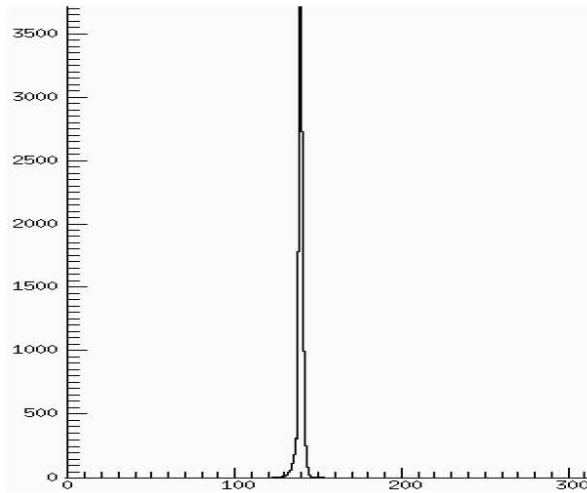


Figura IV.3, espectro a 0° utilizando la técnica de la partícula asociada

Para discriminar las cuentas que no corresponden a un helio 3, se tiene un criterio. La técnica de la partícula asociada, esta nos permite limpiar el espectro de las de más “impurezas”, obteniendo así el espectro de arriba. Sin embargo esto no se deshace de las dobles cuentas. Y como no sabemos cual fue el neutrón que corresponde al ^3He , y al parecer no se puede saber, eliminamos la cuenta. Ver siguiente gráfica.

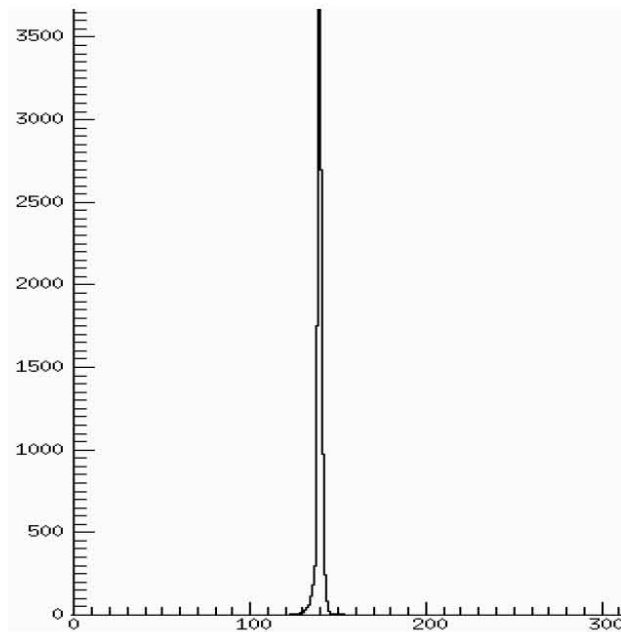


Figura IV.4, espectro a 0° discriminando las cuentas dobles

Observamos que prácticamente es la misma gráfica anterior, sin embargo el número de cuentas es ligeramente menor a la gráfica anterior.

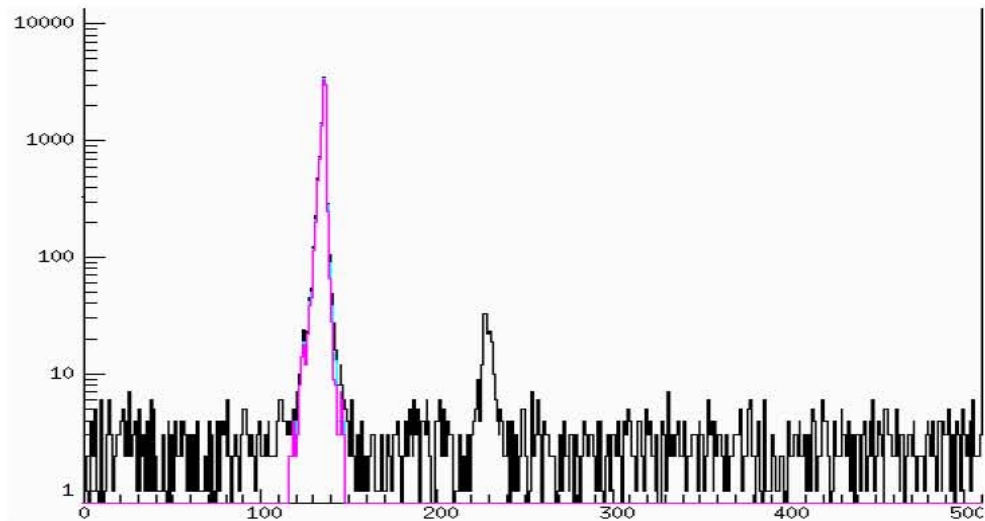


Figura IV.5, espectro a 2° en escala logarítmica.

Se muestra arriba el espectro del tiempo de vuelo a 2°, la escala es logarítmica. Donde en blanco se muestra el espectro en bruto, en rosa el espectro cuando se aplica la condición de la partícula asociada, y en azul claro cuando se remueven las cuentas repetidas, se puede observar que el espectro rojo y el verde son casi idénticos, sin embargo estas cuentas son removidas de todos modos para minimizar al máximo el error. Otra observación que podemos hacer aquí es que aquí también aparece este otro misterioso pico.

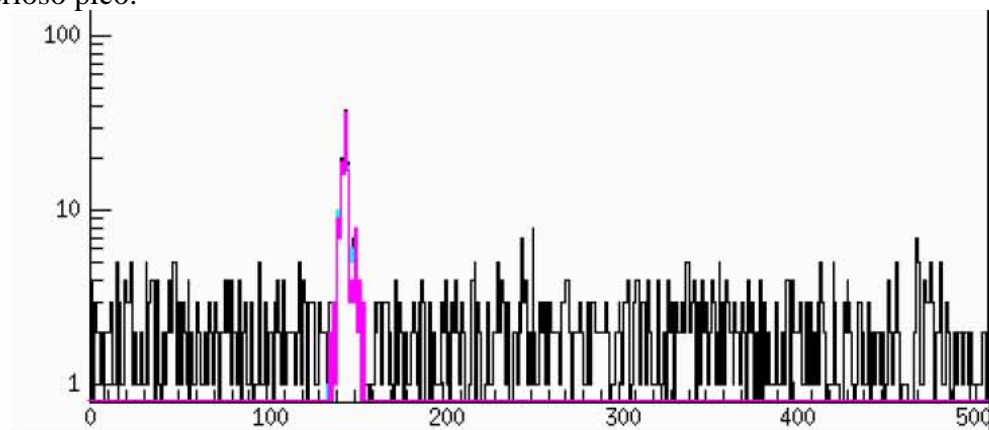


Figura IV.6 espectro a 12° en escala logarítmica

Los colores significan lo mismo que en la gráfica anterior, la escala es logarítmica, y esta gráfica corresponde a 12°. Podemos observar que aquí ya no hay, o al menos no es apreciable, un segundo pico. Otra cosa que hay que mencionar es que aquí, aunque no sea apreciable en la gráfica, el número de cuentas repetidas es menor.

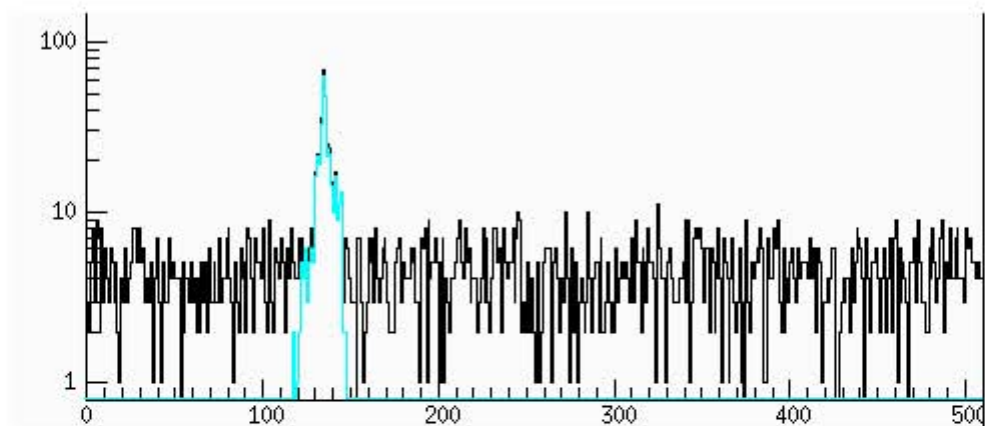


Figura IV.7 espectro a 10° en escala logarítmica

Se muestra aquí en escala logarítmica, el espectro a 10°, podemos ver que el segundo pico no aparece.

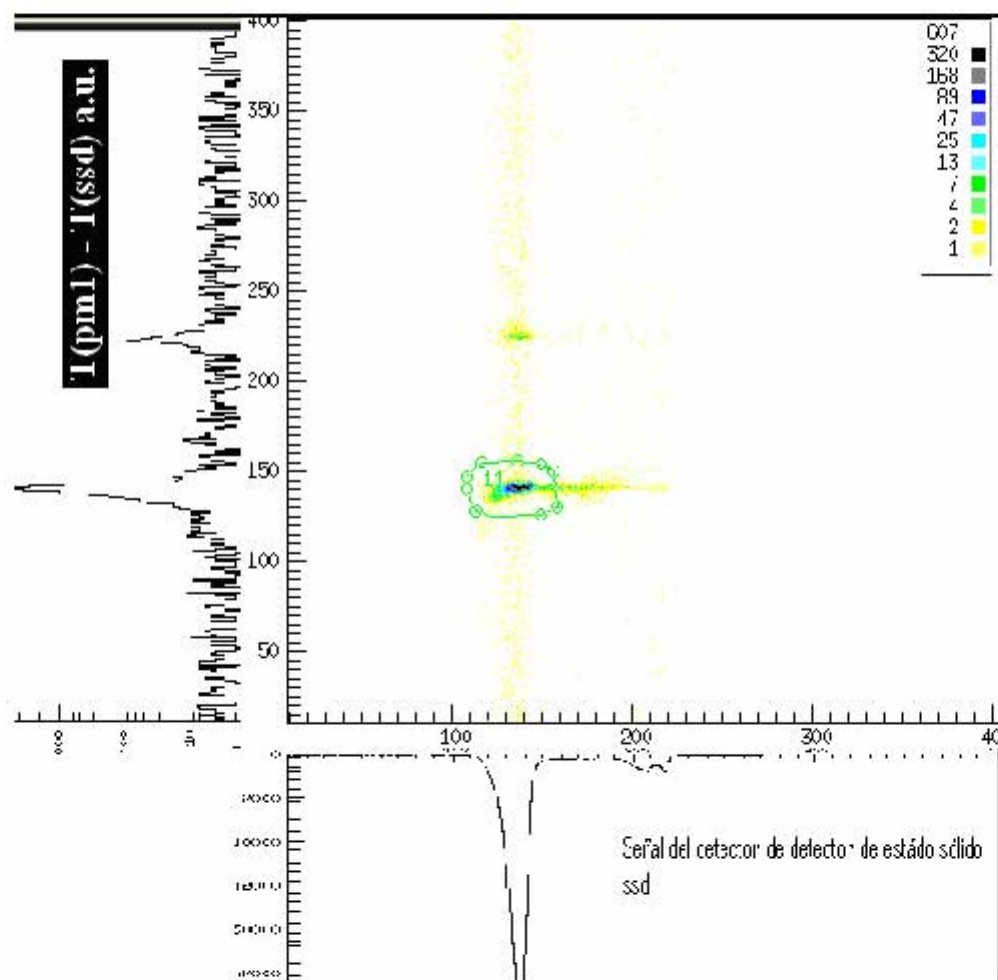


Figura IV.8, muestra las coincidencias del detector 1 (eje vertical) con el detector de helio 3 (horizontal).

En la figura IV.8 se muestra en el eje horizontal se muestra la señal debido al detector del helio 3, y en el eje vertical, las coincidencias con el tiempo de vuelo del detector que se encontraba a 0° la zona con mayor número de coincidencias se encuentra encerrada, en una región llamada banana. Sin embargo también se observa otra serie de

coincidencias mucho menor sin embargo no despreciable. Originalmente se pensó que esto era debido a una doble dispersión. Pero pueden ser que estas son debidas a el primer estado excitado del plomo que corresponde a 2.61 MeV. O tal vez el material de detección se activó, por haber un flujo intenso de neutrones de tal forma que empezamos a ver cuentas ajenas al experimento.

Medición de la sección eficaz de neutrones en plomo

Utilizamos el modelo óptico para realizar el cálculo teórico de la distribución angular en ángulos pequeños de neutrones dispersados con una energía de 3.1 MeV. En la figura IV.9, se muestra este resultado a través del código SNOOPY con parámetros sistemáticos recientes. En este cálculo se presenta, los resultados del modelo óptico en ángulos pequeños con distintos tipos de parámetros, Rapaport, Perey & Perey.

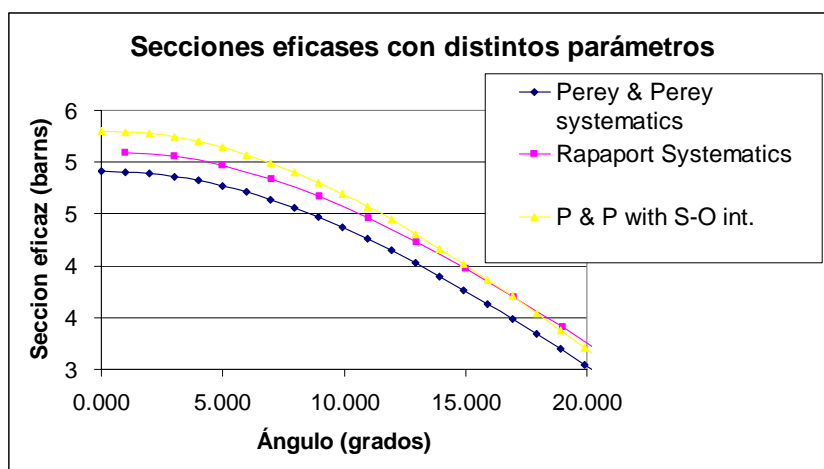


Figura IV.9 secciones eficaces utilizando distintos parámetros para el modelo óptico fenomenológico

Recordemos que la *sección eficaz* diferencial se escribe como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{n_b}{\Omega I_0 N}$$

Haremos paso a paso como es que se obtienen los valores respectivos de la ecuación y posteriormente se hará el cálculo de las incertidumbres.

La medición del número de núcleos blanco N fue hecha al principio de esta sección

Medición del ángulo sólido (Ω)

Mostraremos el porque la superficie que cubre el detector con sección transversal circular, entre el radio del círculo al cuadrado es en esencia el *ángulo sólido*.

Para tener primero una noción intuitiva de esto, imaginemos a la esfera y un plano que lo intersecta, de tal forma que la sección en común que tiene el plano con la esfera es un pequeño disco (ver figura), como el que define nuestro detector.

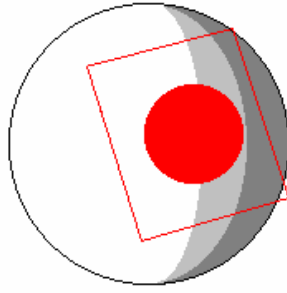


Figura IV.10, una esfera intersectada por un plano.

Se observa que el área del disco se parece al área de la superficie de la esfera la cual está del otro lado del plano. Es decir:

$$\Omega \cdot R^2 = \pi \cdot r^2$$

Donde Ω es el *ángulo sólido*, R es el radio de la esfera y r es el radio del disco, definiendo así el *ángulo sólido* como:

$$\Omega = \frac{\pi \cdot r^2}{R^2}$$

Ahora haremos una demostración formal a este resultado. El *ángulo sólido* es:

$$\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta} \sin \theta d\theta$$

Integrando tenemos:

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta)$$

Sabemos que el ángulo es pequeño porque la distancia del plomo al detector es mucho mayor al radio del detector, eso implica que el coseno se puede desarrollar en serie de Taylor y únicamente usar los primeros 2 términos de esta.

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \left(1 - \frac{\theta^2}{2} \right) \right) \Rightarrow \Omega = \pi \cdot \theta^2$$

Usando nuevamente el hecho de que el ángulo es pequeño tenemos que:

$$\sin \theta \approx \theta$$

Y como

$$\sin \theta = \frac{r}{\sqrt{R^2 + r^2}}$$

y

$$\sqrt{R^2 + r^2} \approx R$$

Se tiene que

$$\Omega = \frac{\pi \cdot r^2}{R^2}$$

El radio del detector es de 2.5cm mientras que la distancia del detector al plomo es de 70cm ($70^2=4900$ y $2.5^2=6.25$ claramente la aproximación utilizada es válida) de tal forma que tenemos que el *ángulo sólido* es:

$$\Omega = 0.00400713$$

Para una discusión breve con respecto a las incertidumbres ver apéndice E. La delta del radio del detector es del orden de décimas de milímetro. Para la distancia del plomo al detector es medio centímetro.

Medición de la cantidad de neutrones incidentes (I_0)

Sabemos que por cada helio 3 que detectemos a un ángulo dado, va a haber un neutrón asociado el cual sale a un ángulo totalmente definido. Como esperamos que haya dispersión en el plomo y los detectores tienen una eficiencia limitada no utilizamos los datos de los detectores de neutrones para obtener información acerca del número de neutrones. Más bien decimos que la cantidad de helios 3 detectados es igual a la cantidad de neutrones producidos a su ángulo correspondiente. La delta es igual a la raíz del número de cuentas.

Medición de el número de neutrones dispersados (n_b)

En el experimento se obtiene (con el blanco de plomo) un cierto número de cuentas a un ángulo dado. Pero lo que se obtiene con esto es la cantidad de neutrones dispersados más la cantidad de neutrones no dispersados, es decir, los neutrones que si le corresponden a este ángulo. Y aparte falta considerar el hecho de que los detectores tienen una eficiencia ($\eta \approx 36.5\%$) cuyo error es del 15%. Esta eficiencia fue medida con el detector colocado de tal forma que todo el cono de neutrones lo atraviesa posteriormente se dividió el numero de neutrones entre el número de helios para obtener η la cual varía de un detector a otro.

Se puede ahora plantear la ecuación que dice como encontrar el número de neutrones dispersados a partir de los datos de los neutrones.

$$n_{med} - n_{nodis} = \eta n_b$$

Donde el primer término corresponde al número de neutrones medidos, el segundo a el número de neutrones no dispersados. De la ecuación anterior solo despejamos n_b y listo,... casi, pues falta conocer n_{nodis} .

Para esto, sin blanco de plomo, medimos la cantidad de ^3He y la cantidad de neutrones correspondientes con los detectores colocados a la distancia en la cual se utiliza en el experimento, posteriormente dividimos la cantidad de neutrones medidos entre la cantidad de ^3He para conocer la eficiencia¹. Luego multiplicamos esta por la cantidad de ^3He (que es la misma que la cantidad de neutrones) para conocer la cantidad de neutrones a ser detectados dado el número de cuentas del experimento con el plomo, y por último sabemos que la transmisión en el plomo es $T=0.48$ (en otras palabras el 48% de la cantidad de neutrones incidentes es la que logra atravesar el plomo sin dispersión). De tal forma que la cantidad de neutrones no dispersados será:

$$n_{\text{nodis}} = n_{3\text{He}} \frac{n_{\text{bsin}}}{n_{3\text{Hesin}}} T$$

Donde $n_{3\text{He}}$ es la cantidad de helios medida en el experimento n_{bsin} es la cantidad de neutrones medida sin el plomo y $n_{3\text{Hesin}}$ es la cantidad de helios medida sin plomo. La incertidumbre de todas estas n's esta dada por su raíz cuadrada.

Datos

En las siguientes tablas presento los datos obtenidos, los ángulos son medidos en grados y la *sección eficaz* diferencial en barns.

Datos 1

Ángulo	$n_{3\text{He}}$	n_{med}	$n_{3\text{Hesin}}$	n_{bsin}	n_{nodis}	η	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
0	357592	18070	175209	17792	18070	0.339297	6.6919E-07
1	246911	13750	168515	18229	13291.2772	0.365693	13.7584382
2	252591	11152	92970	8411.9	11372.8979	0.365693	-6.47639084
3	247159	8389	182615	8362.7	5632.33526	0.365693	82.5974836
4							
5	357592	2930	175209	2470.8	2509.40625	0.365693	8.71032418
6	246911	1013.9	168515	1152.8	840.538944	0.379985	5.00403794
7	252591	289.6	92970	242	327.184262	0.379985	-1.06046819
8	247159	244.4	182615	257.1	173.158596	0.379985	2.05430785
9							
10	357592	216.3	175209	136.1	138.226562	0.379985	1.55605519
11	246911	169.1	168515	101.9	74.2981596	0.365693	2.84338471
12	252591	225.9	92970	2	2.70400217	0.365693	6.54376696
13	247159	20.5	182615	44.1	29.7016496	0.365693	-0.27570748
14							
15	357592	24.7	175209	6	6.09374999	0.365693	0.38532781
-1							
-2	247159	4387	182615	4358.4	2935.41201	0.339297	46.8773291
-3	252591	6718	92970	4360	5894.72473	0.339297	26.0149575
-4	246911	4299.6	168515	4427.3	3228.06911	0.339297	34.638588

Tabla IV.1

¹ Esta eficiencia se mide a la distancia en la cual los detectores están durante el experimento, es distinta a la η porque muchos neutrones del cono no atraviesan el detector.

Ángulo	$\Delta n_{3\text{He}}$	Δn_{med}	$\Delta n_{3\text{Hesin}}$	Δn_{bsin}	Δn_{nodis}	$\Delta \eta$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
0	597.989966	134.4247	418.579742	133.386656	145.358508	0.05089455	4.4192254
1	496.901399	117.260394	410.505786	135.014814	107.027284	0.05485395	5.18975496
2	502.584321	105.60303	304.909823	91.7164107	131.451383	0.05485395	5.03813686
3	497.150883	91.5914843	427.334763	91.4477993	63.9959665	0.05485395	12.8350521
4							
5	597.989966	54.1294744	418.579742	49.7071423	51.0114313	0.05485395	2.01989016
6	496.901399	31.8417964	410.505786	33.9529086	24.8980829	0.05699775	1.38736066
7	502.584321	17.0176379	304.909823	15.5563492	21.0696162	0.05699775	0.78057094
8	497.150883	15.6332978	427.334763	16.0343382	10.8124464	0.05699775	0.62881018
9							
10	597.989966	14.7071411	418.579742	11.6661905	11.8553293	0.05699775	0.44298724
11	496.901399	13.0038456	410.505786	10.094553	7.36396602	0.05485395	0.61874228
12	502.584321	15.0299701	304.909823	1.41421356	1.91204641	0.05485395	1.07747834
13	497.150883	4.52769257	427.334763	6.64078309	4.47355149	0.05485395	0.19514544
14							
15	597.989966	4.96990946	418.579742	2.44948974	2.48782648	0.05485395	0.12879897
-1							
-2	497.150883	66.2344321	427.334763	66.0181793	45.3769483	0.05089455	7.49498682
-3	502.584321	81.9634065	304.909823	66.0302961	92.0923027	0.05089455	5.51422333
-4	496.901399	65.5713352	410.505786	66.5379591	49.5753576	0.05089455	5.83629875

Tabla IV.2, errores de datos 1

Datos 2

Ángulo	$n_{3\text{He}}$	n_{med}	$n_{3\text{Hesin}}$	n_{bsin}	n_{nodis}	η	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
0	226255	11034	175209	17792	11033.9999	0.339297	1.9148E-06
1	243152	13246	168515	18229	12631.8965	0.365693	18.7035052
2	229407	10236	92970	8411.9	9968.37504	0.365693	8.63931385
3	288092	8535	182615	8362.7	6335.89106	0.365693	56.5294603
4							
5	226255	1844	175209	2470.8	1532.30705	0.365693	10.202065
6	243152	902.6	168515	1152.8	798.839778	0.379985	3.04132292
7	229407	368	92970	242	286.777869	0.379985	2.5233483
8	288092	438.4	182615	257.1	194.788476	0.379985	6.02665204
9							
10	226255	230	175209	136.1	84.4046421	0.379985	4.58626168
11	243152	247.6	168515	101.9	70.6122253	0.365693	5.39044621
12	229407	67	92970	2	2.37006504	0.365693	2.08634607
13	288092	145.2	182615	44.1	33.4117923	0.365693	2.87358527
14							
15	226255	125	175209	6	3.72099818	0.365693	3.96959978
-1							
-2	288092	10923	182615	4358.4	3302.08516	0.339297	211.140639
-3	229407	6490	92970	4360	5166.74178	0.339297	46.0398455
-4	243152	4545	168515	4427.3	3067.92449	0.339297	48.4864931

Tabla IV.3

Ángulo	$\Delta n_{3\text{He}}$	Δn_{med}	$\Delta n_{3\text{Hesin}}$	Δn_{bsin}	Δn_{nodis}	$\Delta \eta$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
0	475.662696	105.042848	418.579742	133.386656	93.1174473	0.05089455	4.95204294
1	493.104451	115.091268	410.505786	135.014814	105.448763	0.05485395	5.52031787
2	478.964508	101.173119	304.909823	91.7164107	119.56479	0.05485395	5.21957434
3	536.742024	92.3850637	427.334763	91.4477993	74.4283325	0.05485395	9.01176029
4							
5	475.662696	42.9418211	418.579742	49.7071423	32.3391987	0.05485395	2.33200673
6	493.104451	30.0433021	410.505786	33.9529086	24.5199065	0.05699775	1.22480611
7	478.964508	19.1833261	304.909823	15.5563492	19.1366699	0.05699775	0.92300283
8	536.742024	20.9380037	427.334763	16.0343382	12.6022102	0.05699775	1.08758377
9							
10	475.662696	15.1657509	418.579742	11.6661905	7.50191136	0.05699775	0.87029557
11	493.104451	15.7353106	410.505786	10.094553	7.25187931	0.05485395	0.96558655
12	478.964508	8.18535277	304.909823	1.41421356	1.73655041	0.05485395	0.41342525
13	536.742024	12.0498963	427.334763	6.64078309	5.21436835	0.05485395	0.54747939
14							
15	475.662696	11.1803399	418.579742	2.44948974	1.57410099	0.05485395	0.70084867
-1							
-2	536.742024	104.513157	427.334763	66.0181793	52.8283496	0.05089455	31.8392786
-3	478.964508	80.5605362	304.909823	66.0302961	83.7081593	0.05089455	8.00252822
-4	493.104451	67.4166152	410.505786	66.5379591	48.8270967	0.05089455	7.76995707

Tabla IV.4, errores de datos 2

Datos 3

Ángulo	$n_{3\text{He}}$	n_{med}	$n_{3\text{Hesin}}$	n_{bsin}	n_{nodis}	η	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
0	364626	18271	175209	17792	18270.9998	0.339297	3.39889E-06
1	288491	16104	168515	18229	15399.3671	0.365693	18.08797566
2	233299	10749	92970	8411.9	10416.2278	0.365693	10.5631502
3	359463	11060	182615	8362.7	8122.89026	0.365693	60.50973806
4							
5	364626	2682.5	175209	2470.8	2537.31938	0.365693	2.94863018
6	288491	1177.2	168515	1152.8	973.854317	0.379985	5.023566727
7	233299	500.3	92970	242	299.662042	0.379985	6.129283522
8	359463	459.2	182615	257.1	249.727371	0.379985	4.153197433
9							
10	364626	264.4	175209	136.1	139.764112	0.379985	2.436155285
11	288491	105.3	168515	101.9	86.082369	0.365693	0.493317902
12	233299	105.9	92970	2	2.4765458	0.365693	3.282958972
13	359463	119.6	182615	44.1	42.8353834	0.365693	1.581489034
14							
15	364626	138	175209	6	6.16153322	0.365693	2.677649972
-1							
-2	359463	15096	182615	4358.4	4233.41802	0.339297	241.1986063
-3	233299	6009.6	92970	4360	5398.86984	0.339297	20.89452063
-4	288491	4840	168515	4427.3	3740.06351	0.339297	30.43205364

Tabla IV.5

Ángulo	$\Delta n_{3\text{He}}$	Δn_{med}	$\Delta n_{3\text{Hesin}}$	Δn_{bsin}	Δn_{nodis}	$\Delta \eta$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega}$
0	603.842695	135.170263	418.579742	133.386656	148.155981	0.05089455	4.390113733
1	537.113582	126.901537	410.505786	135.014814	124.486612	0.05485395	5.309055335
2	483.010352	103.677384	304.909823	91.7164107	121.560265	0.05485395	5.313304358
3	599.552333	105.166535	427.334763	91.4477993	92.6176498	0.05485395	9.525091741
4							
5	603.842695	51.7928567	418.579742	49.7071423	52.0114544	0.05485395	1.555013749
6	537.113582	34.3103483	410.505786	33.9529086	29.0812607	0.05699775	1.342580299
7	483.010352	22.367387	304.909823	15.5563492	19.4611621	0.05699775	1.2906571
8	599.552333	21.4289524	427.334763	16.0343382	15.7228519	0.05699775	0.815993519
9							
10	603.842695	16.2603813	418.579742	11.6661905	12.0884848	0.05699775	0.538883356
11	537.113582	10.2615788	410.505786	10.094553	8.60380786	0.05485395	0.351629745
12	483.010352	10.2907726	304.909823	1.41421356	1.7660117	0.05485395	0.593629229
13	599.552333	10.9361785	427.334763	6.64078309	6.50606062	0.05485395	0.353567507
14							
15	603.842695	11.7473401	418.579742	2.44948974	2.53676277	0.05485395	0.470021056
-1							
-2	599.552333	122.86578	427.334763	66.0181793	65.8205269	0.05089455	36.31415832
-3	483.010352	77.5216099	304.909823	66.0302961	85.1156465	0.05089455	5.033773949
-4	537.113582	69.5701085	410.505786	66.5379591	57.8521619	0.05089455	5.206483989

Tabla IV.6, errores de datos 3

Observemos que por ejemplo a 0 grados se obtienen secciones eficaces de 10^{-7} o 10^{-6} barns a 1° algo del orden de barns y en datos 1 a 2° incluso hay una *sección eficaz* negativa luego a 3° se vuelve muy grande. Esto es porque no se tenía el coeficiente de transmisión adecuado y al momento de restar los no dispersados de los medidos daba un número de neutrones negativo y en consecuencia una *sección eficaz* negativa. En datos 1 ocurre otra vez a los 7° y nuevamente a 13° (aquí la sección es muy pequeña para las otras tablas). En la sección entre 0° y 5° dentro del cono de neutrones se disparan demasiado los valores el cono tiene que ser reducido (ver conclusiones para como tratar este problema).

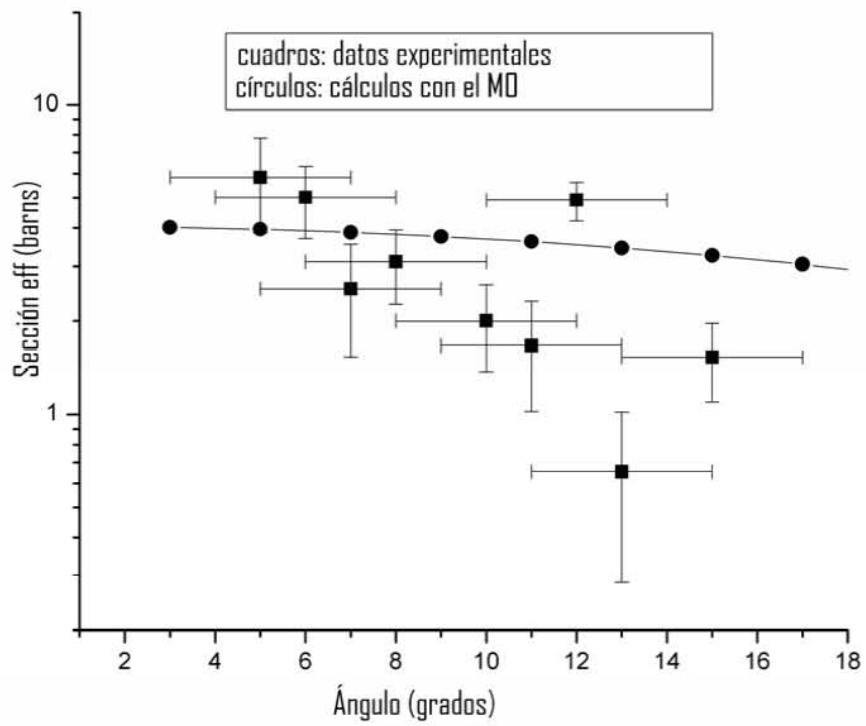


Figura IV.11, muestra los las secciones eficaces obtenidas

En la figura IV.11 se muestran graficados los promedios de los datos anteriores comparados con los datos del modelo óptico con parámetros de P&P.

Capítulo V Conclusiones:

Este experimento ayudó a dar una mejor perspectiva con respecto como abordar el experimento propuesto por A. Frank. Todavía falta disminuir más las barras de error. Con las barras de error angulares se plantea usar detectores más angostos y alejarlos del blanco de plomo más. La cámara de vacío se podría hacer más grande con el objeto de mejorar nuestra resolución angular con respecto a la detección de los ^3He e incluso podría deshacernos del segundo pico misterioso.

Como hemos mencionado el segundo pico puede también ser debido a algún estado excitado del plomo. El plomo que utilizamos nosotros es plomo natural, es decir tiene distintos isótopos del plomo en los porcentajes que presenta la tabla V.1

Isótopo del plomo	Porcentaje %
208	52.4
207	22.1
206	24.1
204	1.4

Tabla V.1 Se presentan los distintos isótopos estables del plomo y sus porcentajes que se presentan en la naturaleza.

Analicemos los estados excitados de los núcleos del plomo 208

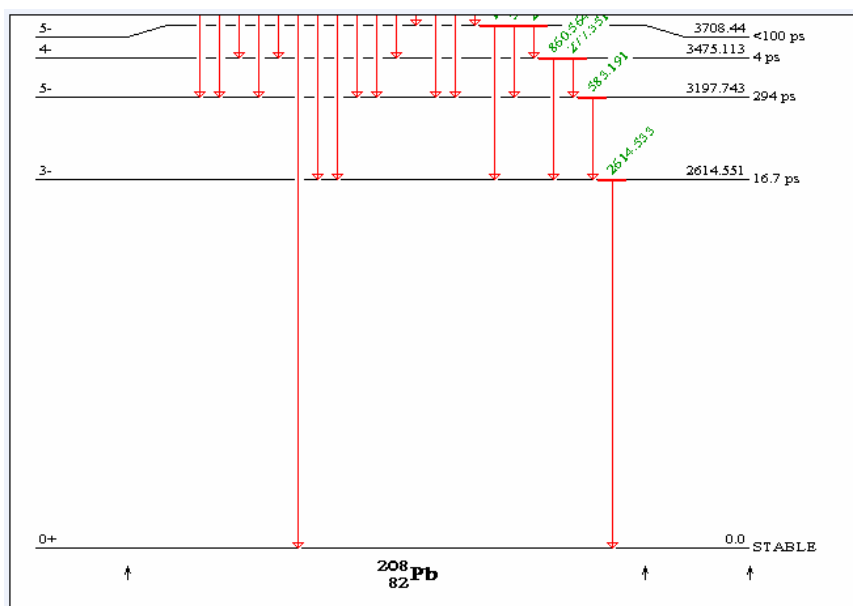


Figura V.1 Primeros estados excitados del plomo 208 datos obtenidos del [IsotopeExplorer]

Observamos que el primer estado excitado del ^{208}Pb está en 2.6 MeV.

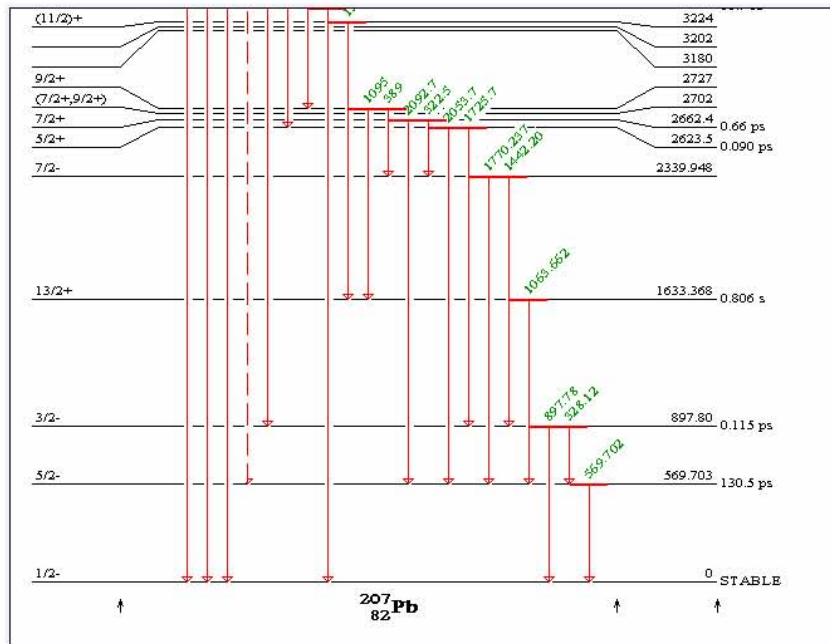


Figura V.2 Primeros estados excitados del plomo 207 datos obtenidos del [IsotopeExplorer]

En este caso (^{207}Pb), el primer estado excitado se encuentra en 0.59 MeV.

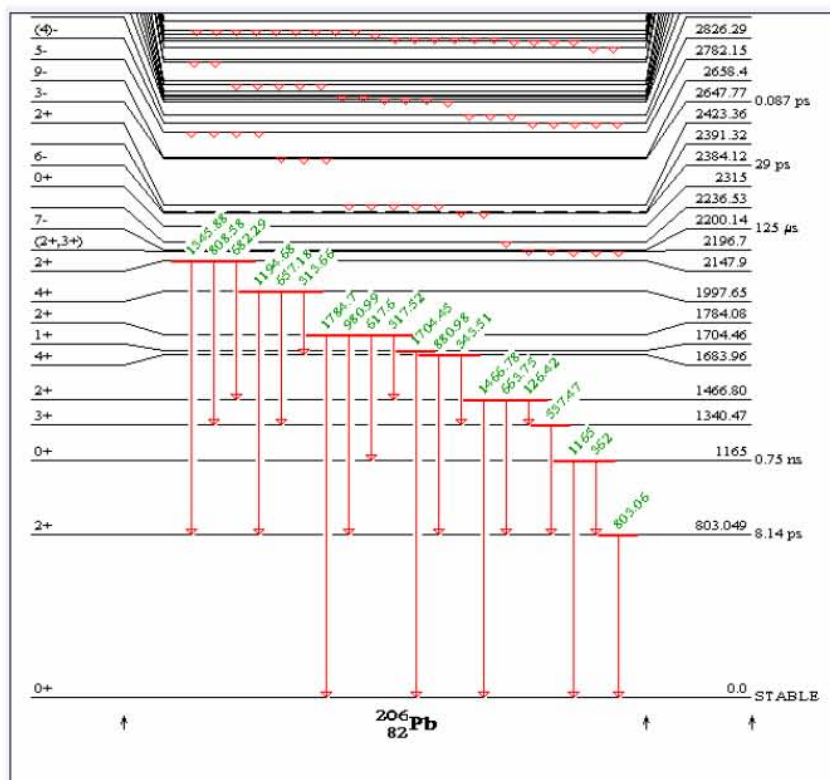


Figura V.3 Primeros estados excitados del plomo 206 datos obtenidos del [IsotopeExplorer]

Por último para el ^{206}Pb , el primer estado excitado se encuentra en 0.8 MeV. Podemos entonces observar que los neutrones que se emitieron (ligeramente por encima de los 3 MeV), pueden llegar a excitar al menos hasta el primer estado excitado. Lo cual puede

implicar que las colisiones inelásticas de los neutrones en plomo pudieron haber causado el segundo misterioso pico en los ángulos pequeños. Desgraciadamente no podemos hacer el análisis ya que como esto no se esperaba no se calibró temporalmente, se esperaba medir dispersión no energías.

Definitivamente la estadística del conteo se debe mejorar, en un momento explicare una posible línea de acción, las dobles y triples cuentas y la cantidad de tiempo requerido son demasiado. Lo ideal sería tener deuterio sin el carbono ya que como vimos esto mete ruido. También el polietileno deuterado, como es sólido y recibe todo el tiempo el haz, se desgasta y de hecho se derrite si es que no estuviera rotando. Sería óptimo tener un blanco de deuterio puro, sin embargo si es que se quiere de alguna forma por ejemplo sólida debido a que esta a una temperatura muy baja tampoco funcionaria (o sería muy difícil) ya que las condiciones de presión adentro de la cámara son bastante extremas. La línea de acción, que hace rato comentaba, es usar un gas. Este tiene un pequeño problema, adentro de la cámara tiene que estar el vacío. Y para contener al gas se necesita un recipiente lo cual nos metería ruido, empezariamos a obtener reacciones del haz con el gas y también con las paredes de su recipiente. Sin embargo existe una solución para estos problemas. Si se utiliza un jet supersónico, de tal forma que el gas es inyectado y extraído a altas velocidades, habría un gradiente de presión de tal forma que solo dentro del jet haya una presión relativamente alta y fuera de este dentro de la cámara habrá todavía vacío. Esta idea no es nueva, se ha probado útil en diversos experimentos desde al menos los setentas. Por ejemplo [Bethge].

Un haz un poco más intenso de deuterio, un jet supersónico, una cámara un poco mas grande, más detectores con buena eficiencia más alejados, un detector de ^3He de gas para que no se destruya al momento de hacer un experimento largo, una calibración temporal para el espectro del tiempo de vuelo, un pedazo de plomo isotópicamente más puro, un mejor blindaje en contra de la radiación de fondo, más tiempo de acelerador, más aceleradores, electrónica más rápida, posiblemente un haz polarizado. Todas estas son ideas para mejorar el experimento y ver si es posible de entrada medir en estos ángulos pequeños se necesita un esfuerzo paralelo teórico para hacer el experimento económicamente más viable.

Las secciones eficaces que obtuvimos son del orden de lo esperado, se necesitan más datos para hacer una mejor estadística claro, pero estoy satisfecho con los resultados obtenidos. Para poder ser capaces de distinguir estas posibles dimensiones adicionales espaciales en el *universo* se necesita hacer el experimento a diversas energías (ver Apéndice A), sin embargo, como ya lo había mencionado, primero se necesitaba saber que tanto es lo que se puede hacer para posteriormente saber que se puede mejorar y abordar mejor el problema experimental, posiblemente el experimento no lo concluiré yo pero al menos espero que sirva como una buena referencia para encontrar estos, efectos no nucleares en interacciones de neutrones con blancos pesados.

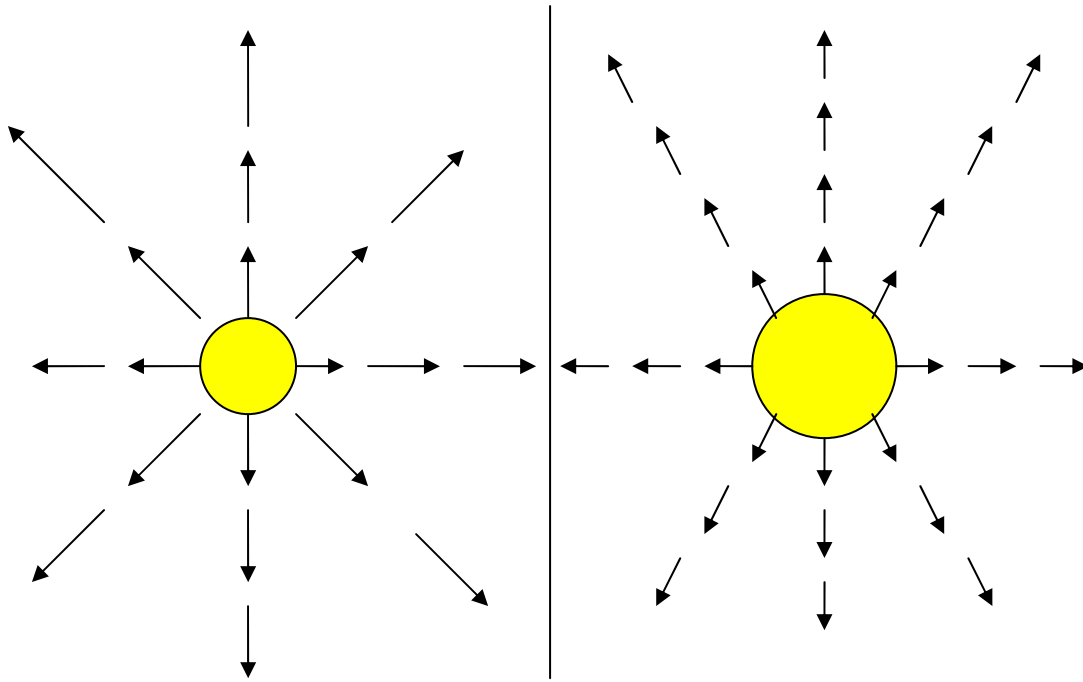


Figura A.1, *campo* gravitacional con una masa ligera (izquierda), *campo* gravitacional con una masa pesada (derecha).

Podemos estudiar esto considerando flujos de balas a través de alguna “superficie”¹ que rodee completamente a la masa. Esta puede ser un cuadrado, un rectángulo, una elipse, algo amorfo etc. siempre y cuando encierre totalmente a la superficie. Sin embargo la figura más sencilla para estudiar esto es el círculo (para este caso). El flujo, en esencia para este caso, es la cantidad de balas que atraviesan (la longitud) por unidad de longitud. Y esta representa la intensidad del *campo* gravitatorio en función de la superficie y en consecuencia en función de la distancia a la cual se mide.

Si Φ es la intensidad de flujo, I la cantidad de balas creadas por la masa por unidad de tiempo y S la superficie que rodea totalmente a la masa (en este caso el perímetro). Tenemos entonces:

$$\Phi \cdot S = I \propto m$$

Donde por otro lado ya sabíamos que I es proporcional a la masa (m). Esta intensidad de flujo, se puede relacionar de manera proporcional con el *campo*, y el *campo* se puede relacionar de manera proporcional con la fuerza, es decir:

$$\Phi \propto E \propto F$$

Donde E es el *campo* y F la fuerza. Ahora, para este caso la longitud (L) depende del radio de manera proporcional al radio (de hecho es $L=2\pi R$ donde R es el radio), si nos alejamos de la masa a, digamos, el doble de la distancia, entonces la superficie se duplica, pero como el producto de el flujo con la superficie tiene que ser constante siempre, el flujo debió haber disminuido en la misma proporción. En resumidas cuentas:

¹ En este caso la superficie es una línea que encierra a la masa.

$$Si; S \propto R \rightarrow Fl \propto 1/R$$

De tal forma que; $Fl * L = \text{constante}$

Esto se puede ver gráficamente como en la figura de abajo:

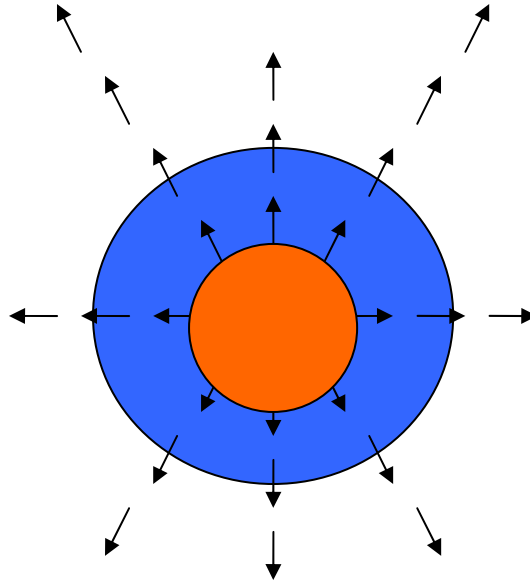


Figura A.2, el número de flechas que atraviesan tanto el círculo pequeño como el grande es el mismo, sin embargo como las superficies son distintas, sus flujos también lo son de tal forma que el producto de la superficie por su flujo respectivo siempre da el mismo número de flechas.

El flujo de flechas que atraviesan el círculo pequeño es mayor, que el flujo de flechas a través del círculo grande, sin embargo, la superficie del primero es menor a la del segundo en tales proporciones que el producto de los flujos respectivos por sus superficies respectivas dan en esencia el mismo número de flechas.

Pensemos ahora que la masa esta inmersa en un espacio de 3 dimensiones. Entonces ahora la superficie que va a envolver a la masa es una esfera, y la superficie será:

$$S = 4\pi R^2$$

En pocas palabras:

$$S \propto R^2 \rightarrow Fl \propto 1/R^2$$

Generalizando, vemos que:

Para 4 dimensiones;

$$S \propto R^3 \rightarrow Fl \propto 1/R^3$$

Para 5 dimensiones;

$$S \propto R^4 \rightarrow Fl \propto 1/R^4$$

Para 6 dimensiones;

$$S \propto R^5 \rightarrow F \propto 1/R^5$$

...
...
...

Vemos así que por ejemplo, si la masa esta inmersa en 4 dimensiones espaciales, entonces la fuerza gravitacional iría como inversa al cubo. En general tenemos:

$$F \propto 1/R^{m-1}$$

Donde m es el número de dimensiones:

O también la podemos ver en términos de las dimensiones adicionales (n) si hacemos a $m=n+3$, tenemos entonces:

$$F \propto 1/R^{n+2}$$

Ahora sabemos que es posible obtener una bonita relación entre el número de dimensiones espaciales adicionales y la forma de la fuerza gravitacional.

Este análisis es en esencia la ley de Gauss, generalizada. Tal vez se tiene la duda de si es válido este análisis ya que en un ejemplo anterior mostré la noción de cómo es posible que una dimensión espacial este escondida.

Para mostrar que este mismo análisis es valido tomaré el mismo ejemplo del cilindro. Dirán, bueno aquí no se ve tan claro que la superficie (perímetro) que envuelve al círculo dependa de manera proporcional al radio. Sin embargo la relación es exactamente la misma, no haré la demostración, pero piensen en esto, que tal si se tiene dibujado un círculo en una hoja totalmente plana, posteriormente doblamos la hoja en forma de cilindro. Pregunta; ¿Cambió el perímetro del círculo? , definitivamente no. No estiramos nada, sólo doblamos, no hay razón para pensar que la relación entre el perímetro del círculo y su radio cambien.

Podrían decir, “si pero que tal la fuerza de van der Waals que va como $1/R^7$ ¿Quiere decir esto que hay 8 dimensiones?”, definitivamente no. Esta fuerza no es fundamental, como ya había explicado cuando se vio las 4 fuerzas, esta es consecuencia de la más común, la electromagnética. Es sólo una fuerza residual de esta, que se puede modelar de esta forma, de ninguna manera se puede aplicar el mismo análisis de la ley de Gauss.

Regresando al artículo

Éste tanto como el de ADD hace hipótesis fuertes. Simplifican el cálculo y permiten hacer una vinculación del orden de magnitud de los efectos.

Hablare poco de ellas, ya que no quiero desviarme mucho del tema principal, el experimento.

Por ejemplo, la fuerza N Dimensional (ND) empieza a actuar a partir de cierto radio (a éste se le llama radio de compactificación, R_c), aquí podemos ver 2 hipótesis fuertes.

- 1) ¿Porque es que no hay una transición suave entre, la fuerza 3D y la fuerza ND?
- 2) ¿Por qué es que todas las dimensiones actúan al mismo tiempo, y no por ejemplo, primero dos, después una más...?

La respuesta a estas dudas es muy sencilla, el problema tiene que ser abordable, el artículo como tal se basa en comparar su teoría con un experimento, por fin, realizable, no en hacer demasiado rebuscado éste. Intuitivamente se buscan relaciones que expliquen mucho con muy poco. Si la transición de 3D a ND (N entero) continua habría que pasar por dimensiones como 3.32454... y esto sería meterse con espacios fractales.

En los artículos de ADD, no sólo se supone que existen dimensiones adicionales, si no que la fuerza electro-débil (la fuerza débil unificada con la electromagnética) y la fuerte nuclear no interactúan en estas dimensiones adicionales, pero la gravitacional si esparce sus líneas de *campo* en estas y en esencia esto incluso podría explicar su aparente debilidad.

¿Por qué plomo, que no hay materiales que absorben mejor los neutrones?

En efecto, si hay mejores materiales para absorber neutrones y atenuar un flujo de estos, sin embargo no queremos maximizar su absorción, queremos maximizar la interacción gravitacional.

Pero en ese caso, ¿Por qué no usar materiales más pesados?

Porque nos metería muchísimo ruido, ya que radian, también los neutrones son fáciles de ser capturados y cuando lo son por este tipo de núcleos se pueden convertir en algo muy inestable generando así múltiples reacciones nucleares en pocas palabras se vuelve un caos y también, por último, el plomo es muy barato.

¿Por qué neutrones?

La respuesta es muy sencilla, queremos quitarnos de la, por mucho, más fuerte interacción electromagnética (especificando, la fuerza de Coulomb). Esta haría imposible un análisis gravitacional.

Sin embargo, existen 3 problemas con los neutrones:

- 1) Un neutrón no tiene carga, esto es bueno como ya hemos mencionado, pero también problemático ya que no se puede manipular con tanta facilidad como las partículas cargadas.
- 2) Si el neutrón viaja a una velocidad v , hacia el núcleo blanco, éste sentirá un *campo* magnético $\vec{B} = \frac{1}{2c} \vec{E} \times \vec{v}$ desde su sistema de referencia, el cuál tenderá a desviarlo de su trayectoria. Sin embargo, esto se soluciona simplemente usando neutrones lentos.
- 3) La interacción de mayor magnitud, la fuerza nuclear fuerte. Esta, presente a escalas del orden de 10^{-15} m, es la razón más fuerte (literalmente) por la cuál el patrón gravitacional (si es que existe) será ínfimo, pero tal vez medible.

En el artículo se calculan distintos radios de compactificación (R_c), según la cantidad de dimensiones adicionales. Y también se calculan los distintos radios en los cuales la fuerza nuclear y la fuerza ND gravitacional pudieran ser del mismo orden (R_*). Usando estos cálculos se determino que para cualquier valor de $N > 6$ la fuerza gravitacional ND será menor que la fuerza nuclear, para cualquier radio(r) menor al radio de compactificación (R_c). Sin embargo para $N \leq 6$ al parecer existe un rango , $R_* < r < R_c$, donde los efectos de la fuerza gravitacional son mayores que los de la fuerza nuclear, en principio estos pudieran ser medibles, aunque muy pequeños.

El flujo de neutrones puede considerarse, desde el punto de vista de la mecánica cuántica, como una onda. En el artículo se realiza un tratamiento cuántico donde deducen que en ángulos cercanos a cero, la *sección eficaz* diferencial entre el neutrón y el plomo está dada por el cuadrado de la norma de la suma de una amplitud debida a la fuerza nuclear más otra debida a la fuerza gravitacional. Si se utilizan distintas energías para los neutrones existirán ciertos desfases pequeños entre las amplitudes nuclear y gravitacional los cuales generan fluctuaciones en la *sección eficaz*. Estas no deberán ser aleatorias. Haciendo un análisis cuidadoso probablemente será posible identificar la perturbación gravitacional.

“Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV” (de A.J. Koning, J. P. Delaroche)

El artículo es en esencia un tratado de aproximadamente 80 páginas, presentando nuevos potenciales (parámetros) para el modelo óptico fenomenológico. Tanto para neutrones como protones, con energías incidentes de 1keV hasta 200 MeV (prácticamente donde los efectos relativistas tienen que empezar a tomarse en cuenta), para núcleos en el rango de masa de $24 \leq A \leq 209$ donde A es el número de nucleones (neutrones + protones). Lo interesante de este artículo es que ellos, lograron predecir observables de dispersión, en un rango ancho de masas y también en un rango ancho de energías. Evitando así el uso de distintos parámetros en distintas regiones de energía.

Esto no se había hecho antes debido a que no había una base de datos “completa”, es decir no había datos para neutrones en altas energías, se tenía una capacidad computacional limitada y más aparte se hizo una implementación de nuevos algoritmos que hicieron posible un análisis adecuado de los datos.

Uno de las ventajas de este extenso artículo es que se tratan a todos los núcleos en las mismas condiciones, ya que en el pasado ha habido discrepancias, en artículos, en la forma del modelo óptico y por otro lado solo ciertos núcleos eran estudiados más que otros (por ejemplo ^{40}Ca , ^{90}Zr , y ^{208}Pb), y también no existían modelos ópticos globales completos ya que no había bases de datos suficientemente completas para analizar.

El potencial del modelo óptico es en esencia el mismo que derivamos en la sección del modelo óptico donde el potencial es:

$$u(r, E_n) = v_v(r, E_n) - i\omega_v(r, E_n) - i\omega_D(r, E_n) + v_{SO}(r, E_n)\bar{L} \cdot \bar{S} + i\omega_{SO}(r, E_n)\bar{L} \cdot \bar{S}$$

Donde se tiene que:

$$f = f(r, R, a) = [1 + \exp(\frac{r-R}{a})]^{-1}$$

Es el factor de forma del tipo Woods-Saxon, sin embargo para energías del orden de o mayores a 200 MeV (obviamente no lo vamos a utilizar) encontraron que esta forma no es apropiada y que el factor de forma en forma de “botella de vino” es al parecer mucho más apropiado. Regresando a los términos, tenemos también que:

$$\begin{aligned} \nu_V(r, E_n) &= V_V(E_n) f(r, R_V, a_V), \\ \omega_V(r, E_n) &= W_V(E_n) f(r, R_V, a_V), \\ \omega_D(r, E_n) &= -4a_D W_D(E_n) \frac{d}{dr} f(r, R_D, a_D), \\ \nu_{SO}(r, E_n) &= V_{SO}(E_n) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO}), \\ \omega_{SO}(r, E_n) &= W_{SO}(E_n) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO}), \end{aligned}$$

Debido a que ellos también analizan dispersión de neutrones, también toman en cuenta un término debido a la fuerza de coulomb, nosotros no lo tomaremos en cuenta ya que solo nos importa la dispersión de neutrones.

Para el modelo óptico ellos determinaron las parametrizaciones de la energía más apropiadas, no discutiremos la razón de esto, nos limitaremos a decir que en análisis previos de el modelo óptico sugieren que las profundidades del potencial dependen de $(E - E^f)$, donde E^f , la energía de Fermi en MeV, se define como la energía justo a la mitad entre la última capa ocupada y la primer capa desocupada. Tenemos entonces para neutrones incidentes:

$$E_n^f = -\frac{1}{2} [S_n(Z, N) + S_n(Z, N + 1)]$$

Se tiene que la parametrización dependiente de la energía para neutrones es:

$$\begin{aligned} V_V(E) &= v_1 \left[1 - v_2(E - E^f) + v_3(E - E^f)^2 + v_4(E - E^f)^3 \right] \\ W_V(E) &= w_1 \frac{(E - E^f)^2}{(E - E^f)^2 + (w_2)^2} \\ R_V &= r_v = \text{constante} \\ a_V &= \text{constante} \\ W_D(E) &= d_1 \frac{(E - E^f)^2}{(E - E^f)^2 + (d_3)^2} \exp[-d_2(E - E^f)] \\ R_D &= r_D = \text{constante} \\ a_D &= \text{constante} \\ V_{SO}(E) &= v_{SO1} \exp[-v_{SO2}(E - E^f)] \\ W_{SO}(E) &= w_{SO1} \frac{(E - E^f)^2}{(E - E^f)^2 + (w_{SO2})^2} \end{aligned}$$

$$R_{SO} = r_{SO} = \text{const} \tan te$$

$$a_{SO} = \text{const} \tan te$$

Donde se entiende que $E = E_n$ y $E^f = E_n^f$

El estudio del modelo óptico y sus parámetros es muy exhaustivo ya que toma en cuenta muchísimos núcleos, e aquí una muestra de sus resultados:

Table 3

Neutron OMP parameters. The parameters r_V, a_V, r_D, a_D are given in fm, v_1, w_1, w_2 in MeV, v_2 in MeV^{-1} , v_3 in MeV^{-2} , and v_4 in MeV^{-3}

Nuclide	r_V	a_V	v_1	v_2	v_3	v_4	w_1	w_2	r_D	a_D
²⁴ Mg	1.170	0.676	58.0	0.0072	0.000020	7×10^{-9}	12.0	74	1.298	0.540
²⁶ Mg	1.172	0.692	58.0	0.0071	0.000019	7×10^{-9}	12.6	74	1.295	0.550
²⁷ Al	1.162	0.665	58.8	0.0071	0.000019	7×10^{-9}	12.8	75	1.290	0.538
²⁸ Si	1.170	0.668	58.8	0.0070	0.000019	7×10^{-9}	12.5	75	1.294	0.540
³¹ P	1.196	0.675	57.8	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	12.4	76	1.293	0.540
³² S	1.197	0.678	59.5	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	12.6	75	1.302	0.545
³⁵ Cl	1.196	0.674	58.4	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	12.5	76	1.296	0.540
³⁹ K	1.194	0.670	58.8	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	12.5	76	1.290	0.535
⁴⁰ Ar	1.188	0.670	56.4	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	12.5	76	1.290	0.543
⁴⁰ Ca	1.206	0.676	59.2	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	12.4	76	1.295	0.543
⁴⁵ Sc	1.200	0.672	56.6	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	12.8	78	1.282	0.532
⁴⁸ Ti	1.185	0.671	56.2	0.0071	0.000019	7×10^{-9}	13.2	76	1.286	0.535
⁵¹ V	1.180	0.669	56.7	0.0071	0.000019	7×10^{-9}	12.8	78	1.277	0.533
⁵² Cr	1.190	0.667	56.2	0.0071	0.000019	7×10^{-9}	12.8	78	1.282	0.535
⁵⁴ Fe	1.186	0.663	58.2	0.0071	0.000019	7×10^{-9}	13.2	78	1.278	0.536
⁵⁵ Mn	1.183	0.663	56.4	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	13.3	74	1.278	0.528
⁵⁶ Fe	1.186	0.663	56.8	0.0071	0.000019	7×10^{-9}	13.0	80	1.282	0.532
⁵⁸ Ni	1.192	0.663	57.8	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	13.4	78	1.278	0.536
⁶⁰ Ni	1.193	0.664	57.0	0.0073	0.000020	7×10^{-9}	12.8	78	1.284	0.533
⁵⁹ Co	1.203	0.662	56.2	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	12.9	80	1.282	0.532
⁶³ Cu	1.200	0.663	56.5	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	13.5	80	1.278	0.532
⁶⁵ Cu	1.203	0.663	56.0	0.0072	0.000019	7×10^{-9}	13.5	80	1.278	0.532
⁶⁹ Ga	1.217	0.675	56.0	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	13.8	80	1.275	0.535
⁷⁴ Ge	1.220	0.675	54.6	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	13.8	80	1.275	0.535
⁷⁵ As	1.215	0.675	54.6	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	13.8	80	1.275	0.535
⁷⁹ Br	1.223	0.672	54.0	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	13.8	80	1.273	0.528
⁸⁰ Se	1.219	0.675	53.4	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	13.6	80	1.273	0.535
⁸⁵ Rb	1.224	0.668	55.0	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	14.2	80	1.270	0.530
⁸⁸ Sr	1.220	0.662	55.2	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	13.8	80	1.274	0.530
⁸⁹ Y	1.218	0.666	54.8	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.6	82	1.272	0.530
⁹⁰ Zr	1.218	0.666	54.7	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	14.6	80	1.272	0.530
⁹¹ Zr	1.216	0.666	54.4	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	14.6	80	1.276	0.530
⁹² Zr	1.220	0.663	53.4	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.6	80	1.274	0.528
⁹² Mo	1.222	0.661	55.0	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.5	80	1.264	0.524
⁹³ Nb	1.215	0.663	54.0	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.6	82	1.274	0.534

Table 4
Neutron OMP parameters, continued. The parameters r_{SO} , a_{SO} are given in fm, d_1 , d_3 , v_{so1} , w_{so1} , w_{so2} , E_f^n in MeV, and d_2 , v_{so2} in MeV^{-1}

Nuclide	d_1	d_2	d_3	r_{SO}	a_{SO}	v_{so1}	v_{so2}	w_{so1}	w_{so2}	E_f^n
²⁴ Mg	16.2	0.0214	12.5	1.00	0.58	6.0	0.0035	-3.1	160	-11.93
²⁶ Mg	15.5	0.0218	13.5	1.00	0.58	6.0	0.0035	-3.1	160	-8.77
²⁷ Al	13.0	0.0224	11.5	1.00	0.58	6.1	0.0035	-3.1	160	-10.39
²⁸ Si	13.8	0.0216	11.1	1.00	0.58	6.0	0.0040	-3.1	160	-12.83
³¹ P	15.4	0.0214	11.5	1.00	0.59	6.0	0.0040	-3.1	160	-10.12
³² S	15.6	0.0215	11.0	1.00	0.59	6.0	0.0040	-3.1	160	-11.84
³⁵ Cl	13.3	0.0220	13.5	1.00	0.60	6.1	0.0040	-3.1	160	-11.84
³⁹ K	13.3	0.0228	13.5	1.01	0.58	6.1	0.0040	-3.1	160	-10.44
⁴⁰ Ar	12.4	0.0220	12.5	1.01	0.58	6.1	0.0040	-3.1	160	-7.98
⁴⁰ Ca	14.4	0.0205	13.4	1.01	0.60	6.1	0.0040	-3.1	160	-12.00
⁴⁵ Sc	12.5	0.0228	12.6	1.01	0.60	6.1	0.0040	-3.1	160	-10.04
⁴⁸ Ti	12.6	0.0228	13.4	1.01	0.60	6.0	0.0040	-3.1	160	-9.88
⁵¹ V	12.8	0.0228	13.4	1.00	0.60	6.1	0.0040	-3.1	160	-9.18
⁵² Cr	13.6	0.0215	11.0	1.01	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-9.99
⁵⁴ Fe	15.4	0.0223	10.9	1.00	0.58	6.1	0.0040	-3.1	160	-11.34
⁵⁵ Mn	13.6	0.0229	11.2	1.00	0.55	6.2	0.0035	-3.1	160	-8.75
⁵⁶ Fe	15.3	0.0211	10.9	1.00	0.58	6.1	0.0040	-3.1	160	-9.42
⁵⁸ Ni	15.4	0.0218	10.5	1.00	0.58	6.1	0.0040	-3.1	160	-10.61
⁶⁰ Ni	15.2	0.0218	10.8	1.00	0.58	6.1	0.0045	-3.1	160	-9.60
⁵⁹ Co	15.6	0.0224	12.7	1.00	0.58	6.1	0.0040	-3.1	160	-8.97
⁶³ Cu	14.6	0.0219	11.6	1.00	0.58	6.1	0.0040	-3.1	160	-9.38
⁶⁵ Cu	14.2	0.0219	11.6	1.00	0.58	6.1	0.0040	-3.1	160	-8.49
⁶⁹ Ga	12.8	0.0225	11.0	1.03	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.98
⁷⁴ Ge	12.8	0.0225	11.0	1.03	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.35
⁷⁵ As	12.4	0.0225	11.0	1.03	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.78
⁷⁹ Br	13.6	0.0225	10.5	1.03	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-9.29
⁸⁰ Se	13.5	0.0225	10.8	1.03	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.31
⁸⁵ Rb	13.5	0.0225	12.6	1.04	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-9.57
⁸⁸ Sr	13.0	0.0225	13.2	1.05	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.74
⁸⁹ Y	13.6	0.0224	14.2	1.05	0.56	6.2	0.0040	-3.1	160	-9.17
⁹⁰ Zr	13.2	0.0215	14.6	1.05	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-9.58
⁹¹ Zr	12.8	0.0215	13.6	1.05	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.91
⁹² Zr	14.2	0.0220	12.5	1.05	0.59	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.68
⁹² Mo	14.8	0.0210	12.6	1.05	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-10.37
⁹³ Nb	15.1	0.0215	13.5	1.05	0.59	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.03

Table 5
Neutron OMP parameters. For more details, see the caption of Table 3

Nuclide	r_V	a_V	v_1	v_2	v_3	v_4	w_1	w_2	r_D	a_D
⁹⁴ Zr	1.215	0.658	54.0	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.5	80	1.264	0.524
⁹⁴ Mo	1.222	0.658	54.2	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.5	80	1.264	0.524
⁹⁶ Mo	1.222	0.658	53.7	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.5	80	1.270	0.534
⁹⁸ Mo	1.218	0.658	53.4	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.5	80	1.270	0.536
⁹⁹ Tc	1.226	0.660	53.7	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.5	80	1.274	0.534
¹⁰⁰ Mo	1.220	0.658	53.0	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.5	80	1.270	0.536
¹⁰³ Rh	1.230	0.660	55.1	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	13.8	82	1.266	0.530
¹⁰⁶ Pd	1.228	0.660	54.6	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	13.8	82	1.265	0.530
¹⁰⁷ Ag	1.232	0.660	54.4	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	14.0	82	1.263	0.526
¹¹⁴ Cd	1.232	0.665	52.4	0.0070	0.000016	7×10^{-9}	14.4	84	1.260	0.523
¹¹⁵ In	1.214	0.662	52.8	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.5	84	1.272	0.535
¹¹⁶ Sn	1.222	0.665	53.6	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.5	84	1.265	0.524
¹¹⁸ Sn	1.225	0.662	52.8	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.5	84	1.269	0.528
¹²⁰ Sn	1.225	0.662	52.2	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.5	84	1.269	0.528
¹²¹ Sb	1.230	0.652	52.6	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.0	84	1.263	0.524
¹²² Sn	1.225	0.662	51.9	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.5	84	1.269	0.528
¹²³ Sb	1.230	0.652	52.0	0.0071	0.000018	7×10^{-9}	14.0	84	1.263	0.524
¹²⁴ Sn	1.225	0.662	51.8	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.5	84	1.269	0.528
¹²⁷ I	1.233	0.652	52.0	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	14.0	84	1.263	0.524
¹²⁸ Te	1.226	0.652	51.6	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	14.0	84	1.263	0.524
¹³³ Cs	1.235	0.655	51.7	0.0071	0.000017	7×10^{-9}	13.8	84	1.258	0.520
¹³⁸ Ba	1.235	0.665	52.0	0.0072	0.000017	7×10^{-9}	13.8	84	1.258	0.520
¹³⁹ La	1.230	0.650	52.2	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.4	86	1.258	0.520
¹⁴⁰ Ce	1.232	0.646	52.3	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.4	86	1.254	0.520
¹⁴¹ Pr	1.232	0.650	52.8	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.0	86	1.258	0.520
¹⁴² Nd	1.230	0.650	52.6	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.2	86	1.258	0.520
¹⁴⁴ Nd	1.226	0.658	52.1	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.4	86	1.258	0.520
¹⁴⁸ Sm	1.226	0.658	52.0	0.0070	0.000017	7×10^{-9}	14.4	86	1.258	0.520
¹⁹⁴ Pt	1.237	0.650	51.2	0.0069	0.000015	7×10^{-9}	15.4	88	1.255	0.515
¹⁹⁷ Au	1.237	0.652	50.0	0.0069	0.000015	7×10^{-9}	15.8	88	1.257	0.508
²⁰² Hg	1.246	0.637	50.2	0.0069	0.000015	7×10^{-9}	15.8	88	1.254	0.515
²⁰⁶ Pb	1.242	0.646	50.4	0.0069	0.000015	7×10^{-9}	15.6	88	1.246	0.510
²⁰⁸ Pb	1.244	0.646	50.6	0.0069	0.000015	7×10^{-9}	15.6	88	1.246	0.510
²⁰⁹ Bi	1.248	0.642	50.1	0.0069	0.000015	7×10^{-9}	15.4	88	1.255	0.510

Table 6
Neutron OMP parameters, continued. For more details, see the caption of Table 4

Nuclide	d_1	d_2	d_3	r_{SO}	a_{SO}	v_{so1}	v_{so2}	w_{so1}	w_{so2}	E_f^n
⁹⁴ Zr	13.8	0.0212	12.2	1.05	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.34
⁹⁴ Mo	14.8	0.0208	11.2	1.05	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.53
⁹⁶ Mo	15.1	0.0203	10.8	1.05	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.99
⁹⁸ Mo	15.4	0.0203	10.3	1.05	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.29
⁹⁹ Tc	15.1	0.0203	10.4	1.05	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.86
¹⁰⁰ Mo	15.4	0.0200	10.0	1.05	0.58	6.2	0.0040	-3.1	160	-6.84
¹⁰³ Rh	14.2	0.0206	10.0	1.06	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.16
¹⁰⁶ Pd	13.8	0.0210	10.0	1.06	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.05
¹⁰⁷ Ag	13.0	0.0225	12.6	1.06	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.41
¹¹⁴ Cd	13.6	0.0225	11.0	1.06	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.59
¹¹⁵ In	13.8	0.0222	12.0	1.07	0.60	6.3	0.0040	-3.1	160	-7.91
¹¹⁶ Sn	15.0	0.0206	12.3	1.06	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.25
¹¹⁸ Sn	14.8	0.0206	13.0	1.07	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.91
¹²⁰ Sn	14.6	0.0206	13.0	1.07	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.64
¹²¹ Sb	14.0	0.0210	13.2	1.07	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-8.02
¹²² Sn	14.3	0.0206	13.0	1.07	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.38
¹²³ Sb	14.0	0.0206	13.2	1.07	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.72
¹²⁴ Sn	14.0	0.0206	13.0	1.07	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.38
¹²⁷ I	14.0	0.0218	13.2	1.07	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.98
¹²⁸ Te	14.8	0.0216	12.0	1.07	0.60	6.2	0.0040	-3.1	160	-7.42
¹³³ Cs	14.0	0.0220	13.0	1.08	0.59	6.4	0.0040	-3.1	160	-7.94
¹³⁸ Ba	13.8	0.0220	13.0	1.08	0.59	6.4	0.0040	-3.1	160	-6.67
¹³⁹ La	14.0	0.0220	14.0	1.08	0.59	6.4	0.0040	-3.1	160	-6.97
¹⁴⁰ Ce	14.0	0.0220	14.0	1.08	0.59	6.4	0.0040	-3.1	160	-7.32
¹⁴¹ Pr	14.8	0.0220	14.5	1.08	0.59	6.4	0.0040	-3.1	160	-7.62
¹⁴² Nd	14.5	0.0206	13.2	1.08	0.59	6.4	0.0040	-3.1	160	-7.97
¹⁴⁴ Nd	15.0	0.0206	12.7	1.08	0.59	6.4	0.0040	-3.1	160	-6.78
¹⁴⁸ Sm	15.2	0.0206	12.7	1.08	0.59	6.4	0.0040	-3.1	160	-7.01
¹⁹⁴ Pt	14.2	0.0180	12.2	1.10	0.60	6.6	0.0035	-3.1	160	-7.01
¹⁹⁷ Au	12.7	0.0180	13.2	1.10	0.60	6.6	0.0035	-3.1	160	-7.29
²⁰² Hg	13.2	0.0180	12.2	1.10	0.60	6.6	0.0035	-3.1	160	-6.88
²⁰⁶ Pb	13.8	0.0180	14.3	1.08	0.57	6.6	0.0035	-3.1	160	-7.42
²⁰⁸ Pb	13.8	0.0180	13.8	1.08	0.57	6.6	0.0035	-3.1	160	-5.65
²⁰⁹ Bi	13.8	0.0180	13.8	1.08	0.57	6.6	0.0035	-3.1	160	-6.03

Posteriormente se dedican a describir su método y criterio computacional para encontrar estos parámetros óptimos.

Luego grafican sus resultados comparándolos con el experimento, como se muestra abajo (algunos ejemplos) donde las gráficas son de *sección eficaz* diferencial con contra ángulo para distintos núcleos.

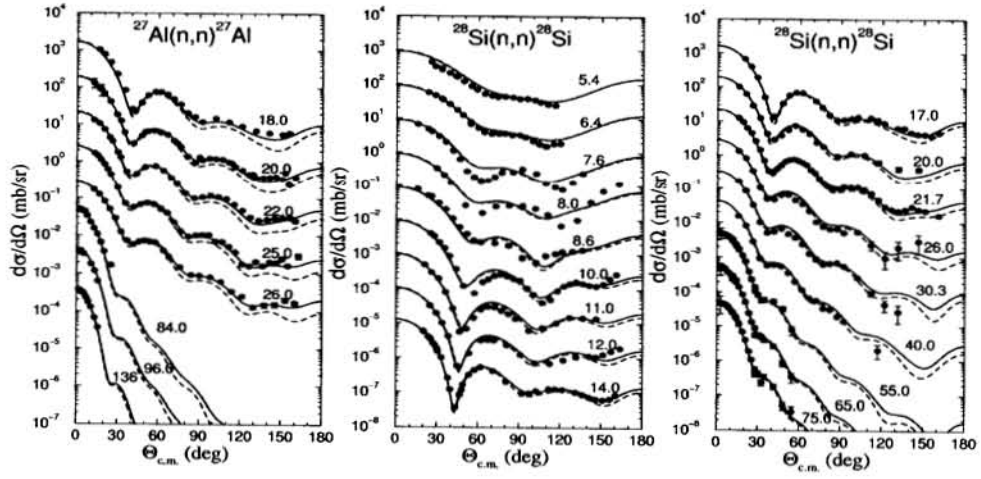


Fig. 4. Comparison of predicted differential cross sections and experimental data, for neutrons scattered from ^{27}Al and ^{28}Si . For more details, see Section 4.1.

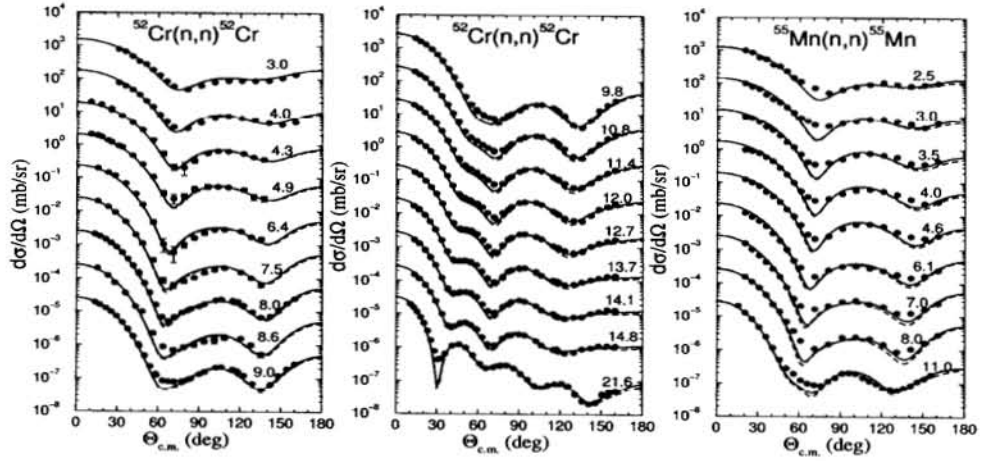


Fig. 10. Comparison of predicted differential cross sections and experimental data, for neutrons scattered from ^{52}Cr and ^{55}Mn . For more details, see Section 4.1.

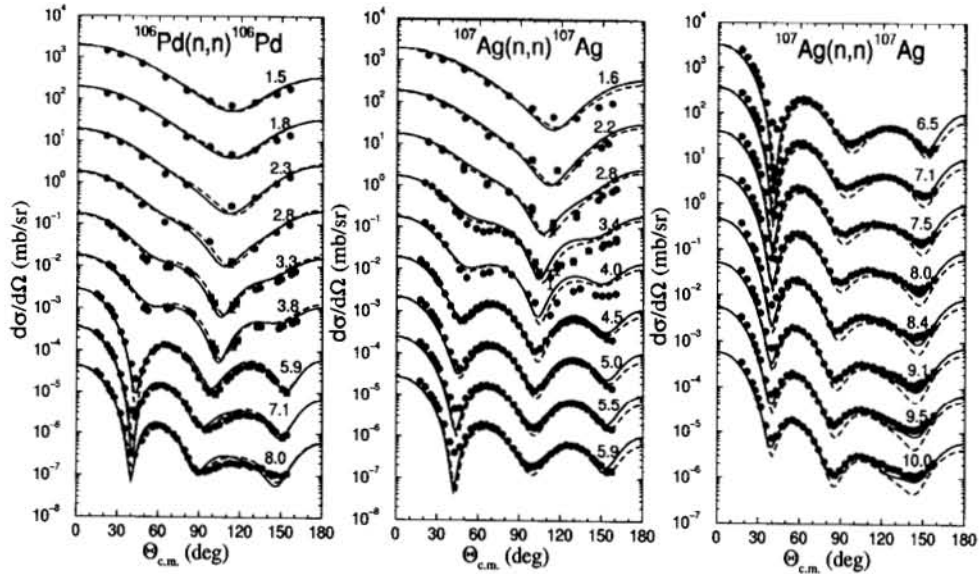


Fig. 23. Comparison of predicted differential cross sections and experimental data, for neutrons scattered from ^{106}Pd and ^{107}Ag . For more details, see Section 4.1.

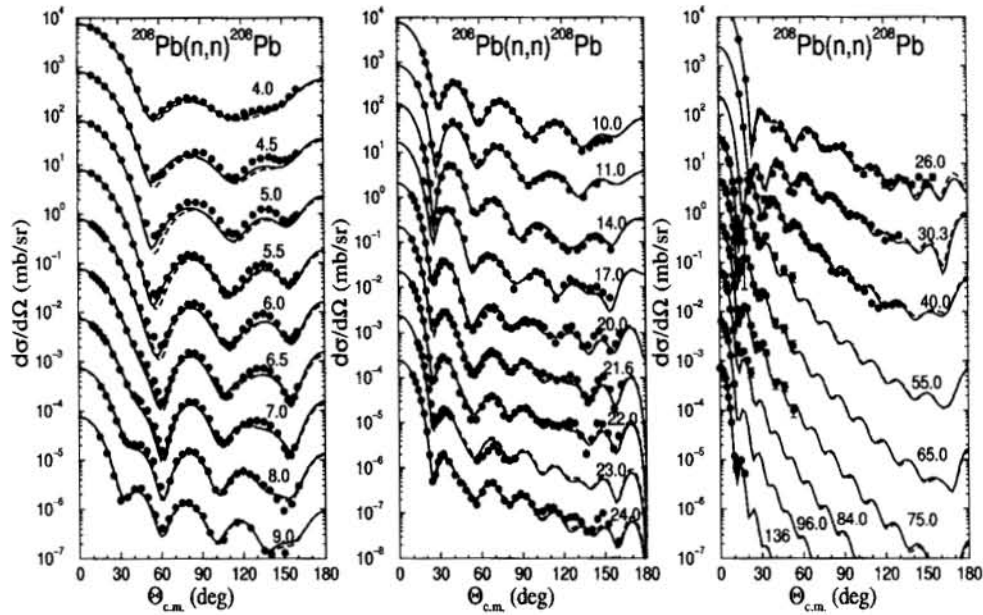


Fig. 30. Comparison of predicted differential cross sections and experimental data, for neutrons scattered from ^{208}Pb . For more details, see Section 4.1.

Se observa que sus parámetros en el modelo y los datos experimentales se acoplan casi perfectamente, tanto así que incluso se atrevieron a declarar que son lo suficiente mente confiables como para extrapolar sus parámetros a regiones de energía donde no ha habido mediciones (siempre y cuando no haya consideraciones relativistas claro esta, ya que para esta región existen otro tipo de parámetros, que también publican).

Cabe observar que la *sección eficaz* diferencial generalmente no hay mediciones para ángulos pequeños, esto se debe a que existe una dificultad considerable en hacer este tipo de mediciones, este no es el único artículo donde se presentan este tipo de dificultades, por ejemplo el de Rapaport se concentra únicamente a interacciones de neutrones con plomo, hace un extenso análisis de esto y sin embargo no se mete con ángulos menores a 10° . Esta problemática es discutida en la parte del experimento.

Apéndice B

Muestro aquí el programa de fortran utilizado para el análisis de datos, la función bantesti es una subrutina creada en oak ridge, sirve para definir la región en la cual hay coincidencias de helios 3 con neutrones.

```
SUBROUTINE USERCMP(IWD)

    implicit none

    integer d(7), j, nmult, tdiff
    logical bantesti
c*****
c    "USERCMP" To be used as a part of the scan software package
c*****

    character*40 msbf
    integer*4 IWD(20),LWD(2,40),ITYP(40),NAMFIL(20)
    integer*4 NF, NTER, IERR, ISTAT,KIND
    character*4 KMD,MESBUF(13,3)

    EQUIVALENCE (KMD,LWD(1,1))
    DATA MESBUF/
    1,'UNRE','COGN','IZED',' UCO','M CO','MMAN','D - ','IGNO','RED '
    1,4*' '
    2,'SYNT','AX E','RROR',' IN ','UCOM',' COM','MAND',' - I','GNOR'
    2,'ED ',3*' '
    3,'ERRO','R DE','CODI','NG L','IST ','OF I','NTEG','ER N','UMBE'
    3,'RS ',3*' '/

    SAVE

    CALL GREAD(IWD,LWD,ITYP,NF,1,80,NTER) ! RE-FORMAT INPUT LINE
                                         ! TEST COMMAND TYPE

    IF(KMD.EQ.'LEER') GO TO 200
    GO TO 510                               !ERROR IF NOT FOUND

c    Se leen los datos de archivo y se procesan.
200    continue

    open (16, status='old',
file='/home/chavez/plomo/datos/corrida04.txt')
10    read (16,*,err=100,end=100) d(1), d(2), d(3), d(4), d(5),
d(6), d(7)
c    write (6,*) d

    nmult = 0

    do j = 1, 5
        call countlcc (j, d(j), 0)
        call countlcc (j+100,d(5),d(j))
        call countlcc (j+105,d(j),d(j+1))
    end do

    if(bantesti(11,d(5),d(1))) then
        call countlcc(11,d(1),0)
        call countlcc(12,d(2),0)
        call countlcc(13,d(3),0)
        call countlcc(14,d(4),0)
        call countlcc(15,d(5),0)
```

```

        nmult = nmult + 1
    end if
    if(bantesti(12,d(5),d(2))) then
        call countlcc(21,d(1),0)
        call countlcc(22,d(2),0)
        call countlcc(23,d(3),0)
        call countlcc(24,d(4),0)
        call countlcc(25,d(5),0)
        nmult = nmult + 1
    end if
    if(bantesti(13,d(5),d(3))) then
        call countlcc(31,d(1),0)
        call countlcc(32,d(2),0)
        call countlcc(33,d(3),0)
        call countlcc(34,d(4),0)
        call countlcc(35,d(5),0)
        nmult = nmult + 1
    end if
    if(bantesti(14,d(5),d(4))) then
        call countlcc(41,d(1),0)
        call countlcc(42,d(2),0)
        call countlcc(43,d(3),0)
        call countlcc(44,d(4),0)
        call countlcc(45,d(5),0)
        nmult = nmult + 1
    end if

    call countlcc (100,nmult,0)

    if (bantesti(11,d(5),d(1)).and.bantesti(12,d(5),d(2))) then
        tdiff = 2048 + d(1) - d(2)
        call countlcc(52,tdiff,0)
    end if

    if (bantesti(12,d(5),d(2)).and.bantesti(13,d(5),d(3))) then
        tdiff = 2048 + d(2) - d(3)
        call countlcc(53,tdiff,0)
    end if

    if (bantesti(13,d(5),d(3)).and.bantesti(14,d(5),d(4))) then
        tdiff = 2048 + d(3) - d(4)
        call countlcc(54,tdiff,0)
    end if

    if (nmult.gt.1) write (6,*) nmult
    if (nmult.gt.1) go to 10

    do j = 1, 5
        call countlcc (j+5, d(j), 0)
    end do

    if(bantesti(11,d(5),d(1))) then
        call countlcc(16,d(1),0)
        call countlcc(17,d(2),0)
        call countlcc(18,d(3),0)
        call countlcc(19,d(4),0)
        call countlcc(20,d(5),0)
    end if
    if(bantesti(12,d(5),d(2))) then
        call countlcc(26,d(1),0)
        call countlcc(27,d(2),0)

```

```

        call countlcc(28,d(3),0)
        call countlcc(29,d(4),0)
        call countlcc(30,d(5),0)
    end if
    if(bantesti(13,d(5),d(3))) then
        call countlcc(36,d(1),0)
        call countlcc(37,d(2),0)
        call countlcc(38,d(3),0)
        call countlcc(39,d(4),0)
        call countlcc(40,d(5),0)
    end if
    if(bantesti(14,d(5),d(4))) then
        call countlcc(46,d(1),0)
        call countlcc(47,d(2),0)
        call countlcc(48,d(3),0)
        call countlcc(49,d(4),0)
        call countlcc(50,d(5),0)
    end if

    go to 10
100   close (16)

    return

C     SEN3D ERROR MESSAGES *****

510 CALL UMESSO(1,MESBUF(1,1))
    RETURN

520 CALL UMESSO(1,MESBUF(1,2))
    RETURN

530 CALL UMESSO(1,MESBUF(1,3))
    RETURN
end

```

Apéndice C: Polarización

La ecuación II.7 tiene mucha analogía con un *crystal líquido*, pero antes de argumentar su razón, haré una breve discusión de los cristales líquidos. Para una mejor discusión acerca de este tema recomiendo [Hamley].

¿Que es un *crystal líquido*?

El termino “*crystal líquido*” parece ser una contradicción en términos. ¿Cómo puede ser que un cristal sea líquido? A lo que realmente se refiere es a una fase formada entre un sólido y un líquido con un grado de orden intermedio entre el desorden molecular de un líquido y la estructura regular de un cristal. Ahora a lo que nos referimos como orden tiene que estar cuidadosamente definido. La propiedad más importante de un *crystal líquido* es que tiene un orden orientacional de largo alcance y en consecuencia el *crystal líquido* es anisotrópico. Ya sea que esto sea debido a una forma semejante a una vara o una forma de disco de las moléculas.

La característica que distingue a este estado de líquido cristal es la tendencia de las moléculas, apuntar en un eje común, llamado eje director. Esto es en contraste lo que los diferencia de las moléculas en el estado líquido, las cuales no tienen ningún orden intrínseco. En el estado sólido cristalino las moléculas están altamente ordenadas y tienen poca libertad traslacional. La característica orientacional del estado cristal-líquido esta entre las fases tradicionales (la sólida y la líquida) y esto da origen a la mesofase, la cual se usa como sinónimo de el estado cristal-líquido.

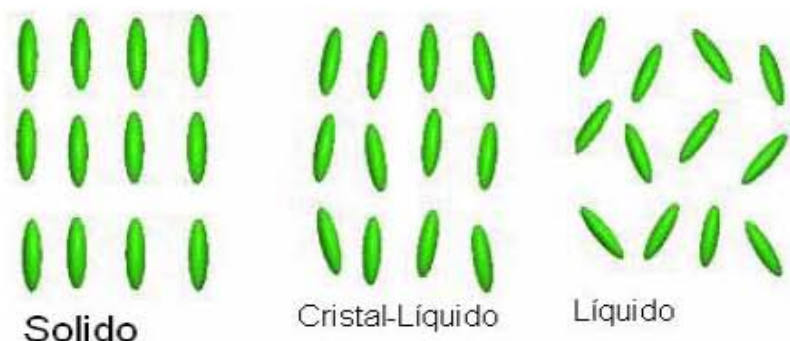


Figura C.1, se muestra como es que se distribuyen las partículas dentro de un sólido, líquido y en un *crystal líquido*

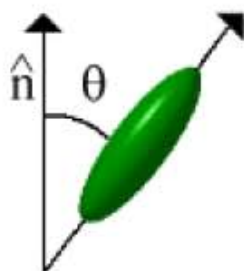


Figura C.2, los cristales líquidos tienen cierto orden ya que sus moléculas tienden a acomodarse con un cierto ángulo en promedio con respecto al director \hat{n} .

Ahora consideraremos como definir un parámetro orientacional. Para una molécula cilíndricamente simétrica, solo el ángulo θ es relevante (Fig. C.2); por lo tanto el parámetro de orden tiene que estar basado en una función trigonométrica como en coseno ($\cos \theta$). El parámetro de orden también tiene que tomar en cuenta la simetría de la estructura para la cual se define, las moléculas son igual de probables que apunten tanto abajo como arriba y por lo tanto los ángulos como θ y $180 + \theta$ son igual de probables ya que $\cos(\theta + 180) = -\cos(\theta)$, la función entonces debe de ir al cuadrado, se utiliza $\cos^2(\theta)$, de otra forma el promedio sería cero, este es ahora un buen parámetro salvo por el hecho que no está normalizado porque el promedio de una distribución isotrópica es $1/3$. Por lo tanto se utiliza en vez de esto, una función polinomial ortonormal. En las fases *crystal líquido* con un plano espejo de simetría normal al director, el ordenamiento orientacional es especificado, al orden más bajo del parámetro.

$$\bar{O}_2 = \langle 3/2 \cos^2 \theta - 1/2 \rangle$$

Aquí se toma un promedio ($\langle \dots \rangle$) se toma sobre la función orientacional y

$$O_2 = 3/2 \cos^2 \theta - 1/2$$

es el polinomio de Legendre de orden 2. Ahora para llevar esta analogía² al caso nuclear el eje director sería el *campo* magnético, el $\cos^2 \theta$ sería $M^2/I(I+1)$. Si queremos que cuando $\theta = 0$ la ecuación de $I(I+1)$ en vez de 1, se multiplica por $I(I+1)$ y por conveniencia (la razón de esta la desconozco) la ecuación (II.7) se deja de la forma:

$$\left\langle M^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right\rangle$$

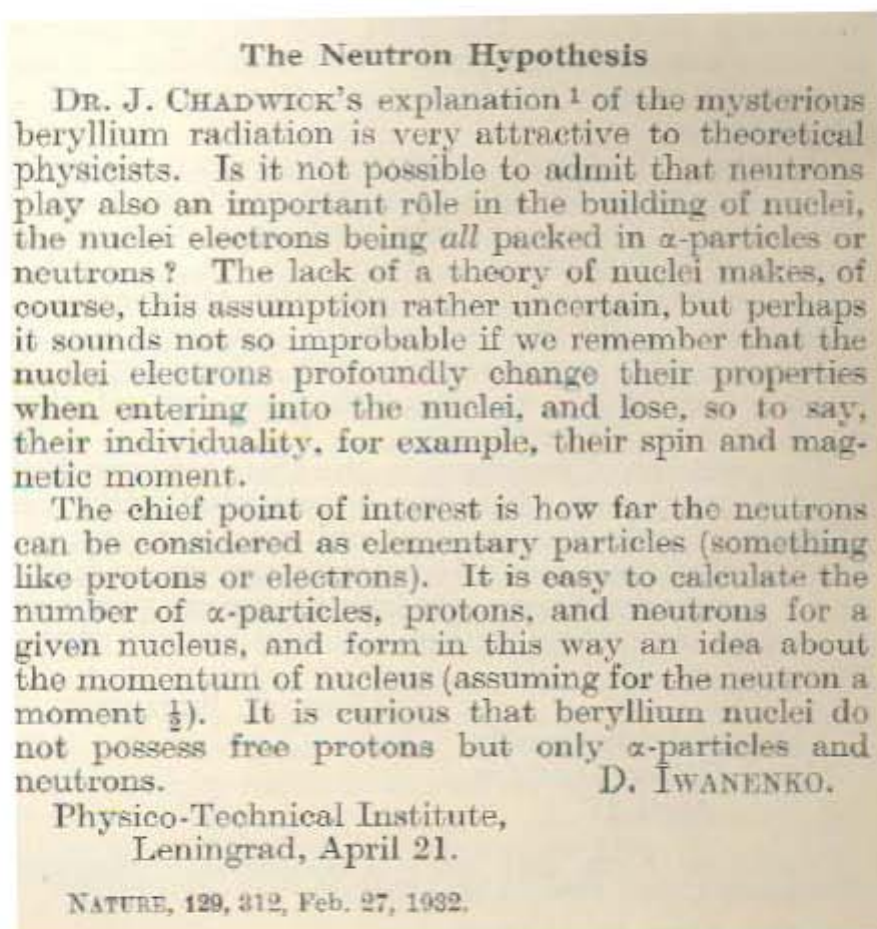
² No se realmente donde se utilizó esto por primera vez, bien pudo haberse usado primero en física nuclear y la analogía es realmente de la nuclear a los cristales líquidos, o tal vez incluso en ninguna de las dos, no obstante pongo primero a los cristales líquidos puesto que me familiaricé primero con estos.

Apéndice D: Artículo de Iwanenko.

“Cuando despertó, el dinosaurio todavía estaba allí”

Augusto Monterroso

Fue interesante descubrir que Chadwick realmente no concibió de primera instancia al neutrón como una partícula fundamentalmente neutra y conocer el hecho de que Iwanenko fue el de la hipótesis y sin embargo el Nobel se lo dieron a Chadwick por el descubrimiento del neutrón, originalmente pensé que era una especie de discriminación porque era ruso. Fue un poco difícil obtener este artículo, el cual es muy relevante y muuuy corto, tanto así que lo pondré todo.



No son mas que 2 párrafos colocados en la esquina inferior derecha de una página!!!

Al parecer hubiera sido más interesante que a alguien le hubieran dado el premio Nobel por algo tan corto. No le resto importancia a Iwanenko es solo que me sorprende mucho este hecho controversial, para mi.

Aunque retomando la idea de Chadwick, que pensaba que el neutrón era mas bien como un dipolo formado tal vez algo como un protón y un electrón en intima relación, tal vez su no estuvo tan mal. Hoy en día se sabe que muchas partículas, como el neutrón

están constituidas por quarks, para el neutrón 2 quark down y uno up (ddu), los primeros tienen carga eléctrica de $-1/3$ (con respecto a la magnitud de la del electrón) y los segundos de $2/3$, de tal forma que su carga total da 0. Y bueno en mi opinión Chadwick planteó la hipótesis de la partícula neutra, calculó y midió, hizo prácticamente todo. Mientras que Iwanenko solo hace una conjetura que más bien parece una pregunta filosófica, interesante sí, pero solo es una pregunta.

Apéndice E: Propagación del error en la *sección eficaz diferencial*

Me limitaré a discutir muy brevemente el método, para una mejor discusión de este y otros conceptos recomiendo [Uncertainties] y [Noda].

De acuerdo con lo visto en el tema de *sección eficaz diferencial*, el número de partículas “b” (n_b) emitidas dentro del elemento de *ángulo sólido* $d\Omega$ en la dirección (θ, φ) en coordenadas esféricas con respecto al haz incidente, resulta proporcional a $d\Omega$ así como I_0 y N . La constante de proporcionalidad en este caso es la *sección eficaz diferencial*, $d\sigma/d\Omega$. Es decir:

$$n_b = I_0 N \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega$$

El coeficiente diferencial de *ángulo sólido* es en realidad el *ángulo sólido* el cual es definido, en esencia, por el área del plástico centellador, en pocas palabras $d\Omega = \Omega$. Si despejamos de la ecuación anterior tenemos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{n_b}{\Omega I_0 N}$$

En general el error se puede calcular mediante el uso de derivadas parciales, pero en este caso como la función es sencilla, son sólo multiplicaciones y divisiones, la incertidumbre en general de una función f que depende de n variables, cuando todas estas se multiplican o dividen, es:

$$\Delta f = f \sqrt{\left(\frac{\Delta x_1}{x_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta x_2}{x_2} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\Delta x_n}{x_n} \right)^2}$$

Los términos dentro de la raíz son simplemente las incertidumbres relativas al cuadrado de cada variable.

Las deltas de los números de cuentas son simplemente la raíz de del número de cuentas.

Glosario

Agujero negro: es una región finita del espacio-tiempo provocada por una gran concentración de masa en su interior, con enorme aumento de la densidad, lo que provoca un *campo* gravitatorio tal que ninguna partícula material, ni siquiera la luz, puede escapar de dicha región.

Ángulo sólido: Las dos partes del espacio limitadas por una superficie cónica.

Átomos: Es la unidad más pequeña de la materia que es única a un elemento particular.

Campo: cualquier magnitud física que presenta cierta variación sobre una región en el espacio.

Centelleo: Emisión de rayos luminosos de intensidad y frecuencia variables.

Cinemática: es el estudio del movimiento de los cuerpos sin tener en cuenta las causas que lo producen limitándose, esencialmente, al estudio de la trayectoria en función del tiempo. En consecuencia, los conceptos básicos de la cinemática son el tiempo, conjunto de todos los instantes posibles, y el espacio, conjunto de todas las posiciones posibles.

Cristal líquido: sustancia semejante a un líquido que presenta de orden y simetrías en promedio.

Difracción: es un fenómeno característico de las ondas que consiste en la dispersión y curvado aparente de las ondas cuando encuentran un obstáculo

Espín: es una propiedad física de las partículas subatómicas, por la cual toda partícula elemental tiene un momento angular intrínseco de valor fijo. Se trata de una propiedad intrínseca de la partícula como lo es la masa o la carga eléctrica.

Estrella: esfera de plasma, que genera energía en su interior de manera sostenida mediante reacciones termonucleares.

Fluorescencia: es la pronta emisión ($\sim 10^{-3}$ seg) de radiación visible de una sustancia después de su excitación por algún medio.

Fosforescencia: es la emisión de radiación visible de una sustancia después de su excitación por algún medio. Se distingue de la fluorescencia porque la emisión puede ser minutos o hasta horas después de su excitación.

Galaxia: es un sistema masivo de estrellas, nubes de gas y polvo, materia oscura y tal vez energía oscura, unidos gravitacionalmente.

Mecánica cuántica: es una rama de la física que explica el comportamiento de la materia a escalas pequeñas.

Partículas cuánticas: son partículas elementales responsables de manifestaciones cuánticas, por ejemplo para el electromagnetismo la partícula cuántica asociada al fenómeno es el fotón.

Polarización: en el caso que estudiamos en este texto, es una orientación angular de las partículas que conforman un sistema.

Reacción nuclear: término que se aplica a los procesos que involucran colisiones entre núcleos atómicos.

Refracción: es el cambio de dirección que experimenta una onda al pasar de un medio material a otro. Por ejemplo: cuando se sumerge un lápiz en un vaso con agua: el lápiz parece quebrado.

Relatividad especial: teoría que se emplea para describir la física del movimiento en sistemas de referencia inerciales, es decir, estudia el comportamiento de objetos y observadores que permanecen en reposo o se mueven con movimiento uniforme (i.e., velocidad relativa constante).

Sección eficaz: se define como la probabilidad de interacción entre dos partículas. Es una magnitud de superficie normalmente representada con la letra sigma y se suele medir en barns: $1b = 10^{-24} \text{cm}^2$.

Teoría del todo: es una teoría que unifica todas las fuerzas fundamentales en la naturaleza.

Teoría de *supercuerdas*: Es una de varias teorías del todo, comprende en realidad cinco teorías o formulaciones alternativas de teorías de cuerdas combinadas. El nombre teoría de cuerdas se usa actualmente como sinónimo ya que todas las teorías de cuerdas ampliamente estudiadas son de hecho teorías de supercuerdas.

Universo: sistema cerrado que contiene energía y materia adscritas al espaciotiempo y que se rige fundamentalmente por principios causales.

Bibliografía

- 1) [ADD1] N. Arkani-Hammed, S. Dimoupolus, G. Dvali, Phys.Lett B 436 (1998) 263
- 2) [ADD2] N. Arkani-Hammed, S. Dimoupolus, G. Dvali, Phys.Lett D 59 (1999) 086004
- 3) [Bethge] k. Betche, H.Feist, E. Schopper, W.Tietsch, *A high density neutral gas jet target as a windowless stripper*, Transactions on nuclear science, vol.NS-23, No.2, April 1976.
- 4) [Beiser] Arthur Beiser, *Concepts of Modern Physics*. Sixth Edition, Mc Graw Hill. (2003)
- 5) [Bryant] P.J. Bryant, *A Brief History and Review of Accelerators*, Geneva, Switzerland.
- 6) [Burcham] W.E. Burcham, *Física Nuclear*, Editorial Revert (1974)
- 7) [Chamon] C.P. Silva, M.A.G. Alvarez, L.C. Chamon, et al, Nuclear Physics A 679 (2001) 287-303.
- 8) [Chávez] Efraín Chávez Lomeli, Peter O. Hess, Enrique Martínez Quiroz, *III Escuela Mexicana de Física Nuclear*. (2002)
- 9) [Cohen] B.L. Cohen, *Concepts of Nuclear Physics*, Mc Graw Hill (1971)
- 10) [Dijkgraaf] Dijkgraaf, Klebanov, Narain, and Randjbar-Daemi, *String theory, gauge theory and Quantum Gravity*.World Scientific (1993)
- 11) [EAA] Edwin Abbott Abbott, *Flatland; with a new introduction by Thomas Banchoff*, Princeton Science Library (1991)
- 12) [Einstein] Albert Einstein, *Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen*, Annalen der Physik 1905, 549.
- 13) [Eisberg] Robert Eisberg, Robert Resnick *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particles*. Second Edition, John Wiley & Sons.(1985)
- 14) [Feynman] Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Mathew Sands, *The Feynman Lectures on Physics* Volume II. Addison-Wesley Publishing Company. (1977)
- 15) [Feynman2] Richard P. Feynman, *QED The Strange Theory of Light and Matter*, Princeton University Press (1985)

- 16) [Frank] A. Frank, P. Van Isacker, J. Gómez Camacho, *Physics Letters B* 582 (2004) 15-20.
- 17) [Geiger Marsden] The Laws of Deflection of α Particles through Large Angles, *Philosophical Magazine*, Series 6, Volume 25, Number 148, April 1913.
- 18) [Griffiths] David J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics*. Third Edition, Prentice Hall. (1999)
- 19) [Hamley] Ian W. Hamley “Introduction to soft matter”.
- 20) [Hansen] L.F. Hansen, F.S. Dietrich, B.A. Pohl, C.H. Poppe and C. Wong, *Phys. Review C*, 111-119, January 1985.
- 21) [Huerta] A. Huerta, *Un sistema de adquisición multiparamétrico y estudio de las reacciones (α , n)* Tesis de licenciatura UNAM Facultad de Ciencias (1998).
- 22) [Humphries] Stanley Humphries, Jr. *Principles of Charged Particle Acceleration*, John Wiley & Sons (1999).
- 23) [IsotopeExplorer] el programa se puede bajar de la página <http://ie.lbl.gov/isoexpl/isoexpl.htm>.
- 24) [Iwanenko] Dmitri Iwanenko, *The Neutron Hypothesis*, *Nature*, 129, 312, Feb. 27, 1932.
- 25) [Klug] Joakim Klug, *Elastic Neutron Scattering*, Comprehensive summaries of Uppsala dissertations from the faculty of Science and Technology 854 (2003).
- 26) [Knoll] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. Second edition, John Wiley & Sons (1989).
- 27) [Koning Delaroche] J. Koning and J.P. Delaroche, *Nucl. Phys. A* 713 (2003) 231-310 A.
- 28) [Krane] Kenneth S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. First Edition, John Wiley & Sons. (1988)
- 29) [Lederer] Michael Lederer and Virginia S. Shirley, *Table of isotopes*, John Wiley & Sons.
- 30) [Leroy] Claude Leroy, Pier-Giorgio Rancoita, *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection*, First Edition, World Scientific Publishing (2004).
- 31) [Livingston] Livingston, *High energy accelerators*, Interscience Publishers Inc..New York (1954).
- 32) [Messiah] Messiah, A. *Quantum Mechanics*, Dover Edition (1999).

- 33) [Michiokaku] Michiokaku, *Strings, Conformal Fields, and M-Theory*. Second Edition, Springer
- 34) [Monroy] Ricardo Monroy Gamboa, *Hodoscopio para neutrones rápidos*, Tesis de licenciatura UNAM Facultad de Ciencias (2004)
- 35) [Noda] Berta Oda Noda, *Introducción al Análisis Gráfico de Datos Experimentales*, Las Prensas de Ciencias (1997)
- 36) [Newton] J.O. Newton, R.D. Butt, M. Dasgupta, D.J. Hinde, I.I. Gontchar , and C.R. Morton, *Physical Review C* 70, 024605 (2004)
- 37) [NS] New Scientist Autor EBSCO Publishing (Firm)
New Science Publications 1971
- 38) [Panofsky] Wolfgang K.H. Panofsky, *The Evolution of Particle Accelerators & Colliders* (1997)
- 39) [Particle Adventure] The Particle Adventure, <http://ParticleAdventure.org/>
- 40) [PDG] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/> , los datos son del 2007.
- 41) [Perey & Perey] C.M. Perey and F.G. Perey. *Atomic data and Nucl. Data table* 17-1(1976) 1-101
- 42) [Rapaport] J. Rapaport, V. Kulkarni and R.W. Finlay, *Nucl.Phys.* A330 (1979) 15
- 43) [Resnick] Robert Resnick, David Halliday, *Physics part I*. John Wiley & Sons.(1981)
- 44) [Rickards] Jorge Rickards Campbell, *La física de las radiaciones en materia*. Primera edición (2001), Dirección General de Divulgación de la Ciencia Universidad Nacional Autónoma de México.
- 45) [Randall] Randall S. Caswell, *Journal of Research of the National Bureau Of Standads-A. Physics and Chemistry* Vol.66A, No.6 September-October 1962.
- 46) [Rutherford] Ernest Rutherford, *Collisions of alpha Particles with Light Atoms*, *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 6th series, **37**, 581 (1919).
- 47) [Satchler] G.R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*. Second Edition, Oxford University Press.(1990)
- 48) [Shamu] R.E. Shamu, S.M. Ferguson, and R.L. Schutt, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 25 (1999) L125-L132.
- 49) [Shortley & Williams] George Shortley and Dudley Williams, *Physics Volume II*. First Edition, Prentice Hall. (1950)

- 50) [Stewart] Ian Stewart, *Flatterland; Like flatland only more so*, Perseus Pub., 2001
- 51) [SNOOPY] Code SNOOPY8Q, P. Schuant, Indiana University, Report IUCF No. 85-9/471 (1986).
- 52) [Teng] L. Teng, Particle Accelerators Outlook for the twenty first century, Argonne National Laboratory, Argonne, IL
<http://epaper.kek.jp/a01/PDF/FRB01.pdf>
- 53) [Uncertainties]
<http://www.rit.edu/~uphysics/uncertainties/Uncertaintiespart2.html>
- 54) [Weisskopf] Problems of Nuclear Structure, Victor Weisskopf, Physics Today 14: 7, 1961