

Universidad Autónoma de Chiapas

Facultad de Ciencias en Física y Matemáticas

Notas del Curso de Física Moderna.

por

César Álvarez Ochoa

Objetivo General

Proporcionar un soporte escrito a las clases impartidas en el aula.

Objetivo Específico

El alumno al final del curso podrá aplicar los conceptos de la Teoría de la Relatividad Especial para analizar el movimiento de cuerpos que se mueven a velocidades cercanas a la velocidad de la luz.

Analizará los fenómenos que ocurren a escalas atómicas aplicando conceptos donde la luz se considera como una partícula y viceversa donde las partículas se les atribuye propiedades de onda.

El alumno conocerá el Principio de Incertidumbre de Heisenberg y las consecuencias de su aplicación al estudio de los fenómenos naturales a escalas atómicas lo que llevará al campo de la Mecánica Cuántica. Identificará la radiación de Cuerpo Negro

Forma de Evaluación:

4 exámenes parciales 60%

Participación, tareas, ensayos, proyectos, etc 40%

Indice

- Teoría de la Relatividad Especial
- Experimento de Michelson-Morley
- La Transformaciones de Galileo
- Postulados de Einstein
- La Transformaciones de Lorentz
- Contracción de la Longitud
- Dilatación del Tiempo
- La Transformación de la Velocidad
- Beaming Relativista
- Estructura Atómica de la Materia
- Radiación Térmica
- Radiación no Térmica
- Bibliografía

1 Teoría de la Relatividad Especial

En 1905 Albert Einstein a la edad de 26 años y siendo empleado de una oficina de patentes en Berna, Suiza publica 3 artículos que darían un giro a los conceptos de la física Newtoniana. Uno de esos artículos trataba la física de los objetos que se mueven a velocidades considerablemente mayores a las que estamos acostumbrados en nuestra vida diaria, esto es, a velocidades cercanas a la velocidad de la luz, que es de alrededor de 300 mil Km/s. A esta velocidad surgen efectos espacio temporales nunca antes imaginados, como la dilatación del tiempo y la contracción de la longitud en la dirección del movimiento. Estos efectos, están en franca contradicción con el carácter absoluto del espacio y el tiempo de la mecánica clásica. En esta nueva formulación del movimiento, el joven Einstein le da el carácter de absoluto a una combinación de propiedades del espacio y tiempo de tal manera que la velocidad de la luz no cambia. En concreto, en la teoría de la Relatividad Especial, la cantidad absoluta es la velocidad de la luz. Cabe mencionar, que la constancia de la velocidad de la luz se infiere del famoso experimento que realizaron los físicos norteamericanos Michelson y Morley a finales del siglo XIX. Al diseñar el experimento, Michelson y Morley querían demostrar la existencia de esa sustancia llamada éter que los físicos habían propuesto para servir como medio en el cual se propagan las ondas electromagnéticas. La existencia de las ondas electromagnéticas se derivan teóricamente de las ecuaciones de Maxwell y se demostró su existencia por Hertz. Sin embargo, la teoría clásica predecía que la luz tendría diferentes velocidades, dependiendo de si se mueve a lo largo de la dirección de movimiento de la Tierra con respecto al éter o en contra al flujo del éter. El experimento mostró, que la velocidad de la luz era independiente del movimiento de la Tierra. Este resultado, implicaba que el éter no existía. La luz podía propagarse del Sol a la Tierra sin la necesidad de ningún medio. Además, suponía que la velocidad de la luz era una constante para todos los observadores independientemente de como estos se movieran.

2 Experimento de Michelson-Morley

Para entender lo que tenían en mente Michelson y Morley hagamos una analogía. Supongamos un río de ancho D que lleva una corriente de agua de velocidad v . Supongamos a un lanchero que quiere medir el tiempo que tarda su lancha en cruzar el río sin ser arrastrado por la corriente y llegar al lado opuesto. Y comparar ese tiempo con el tiempo que hace su lancha al recorrer el río a lo largo de la corriente una distancia D y de regreso contra la corriente otra distancia D .

$$V' = V\sqrt{1 - \frac{v}{V}} \quad (1)$$

3 Transformaciones de Galileo

Las leyes de la mecánica clásica son invariantes ante transformaciones de Galileo. Las cuales relacionan las coordenadas de espacio x y tiempo t de un observador inercial S con las coordenadas de espacio x' y tiempo t' de un segundo observador inercial S' que se mueve con respecto al primero con velocidad constante V a través de las fórmulas:

$$x' = x - Vt \quad (2)$$

y

$$t' = t \quad (3)$$

Sin embargo, las transformaciones de Galileo no dejan invariantes las ecuaciones de Maxwell, esto es, las ecuaciones de Maxwell cambian su forma al ir de un sistema de referencia a otro. Para traer

consistencia a las transformaciones de todas las ecuaciones de la física se requiere modificar las transformaciones de Galileo. Para hacer tal modificación, utilizaremos dos postulados enunciados por Albert Einstein

4 Postulados de Einstein

- 1) Las leyes de la física son las mismas para todos los sistemas de referencia inerciales, es decir, las ecuaciones que describen los fenómenos físicos tienen la misma forma en todos los sistemas de referencia.
- 2) La velocidad de la luz c es la misma para todos los observadores inerciales, independientemente de como se muevan.

Supongamos que tenemos dos sistemas de referencia inerciales S y S' , y pensémos que los orígenes de coordenadas de dichos sistemas coinciden en el tiempo $t = 0$. Si un pulso de luz es emitido en $t = 0$, cada observador verá una esfera de luz expandiendo desde su origen descrito por las ecuaciones:

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2 = 0 \tag{4}$$

y

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2t'^2 = 0 \tag{5}$$

donde $t \neq t'^2$ como en la física de Newton. De estas ecuaciones encontraremos la relación de las coordenadas (x, y, z, t) y (x'^2, y'^2, z'^2, t'^2) .

Empecemos con una ecuación que sea lineal en x y x' y que se reduzca a la transformación de Galileo.

$$x' = \gamma(x - Vt) \tag{6}$$

Ahora del primer postulado de Einstein tenemos:

$$x = \gamma(x' + Vt') \tag{7}$$

como $t' \neq t$ sustituimos el valor de x' en x :

$$x = \gamma^2(x - Vt) + \gamma Vt' \tag{8}$$

$$t' = \gamma t + \left(\frac{1 - \gamma^2}{\gamma V} \right) x \tag{9}$$

t' y x' satisfacen el primer postulado de la relatividad. El segundo postulado nos permite encontrar el valor de γ . Para esto, vamos a suponer que se emite un rayo de luz en $t' = t = 0$. Cada observador verá que desde el origen se genera una esfera luminosa cuyo radio es $x = ct$ para el caso del observador S y $x' = ct'$ en el caso del observador S' , dado que la velocidad de la luz c es la misma para ambos observadores. Sustituyendo estos valores x' y t' los valores encontrados anteriormente en $\tilde{x} = ct'$ obtenemos:

$$\gamma(x - Vt) = c\gamma t + \left(\frac{1 - \gamma^2}{\gamma V} \right) cx \tag{10}$$

despejando x obtenemos

$$x = \frac{c\gamma t + \gamma V t}{\gamma - (\frac{1-\gamma^2}{\gamma V})c} = ct \left[\frac{\gamma + \gamma \frac{V}{c}}{\gamma - (\frac{1-\gamma^2}{\gamma V})c} \right] = ct \left[\frac{1 + \frac{V}{c}}{1 - (\frac{1}{\gamma^2} - 1)\frac{c}{V}} \right] \quad (11)$$

esta expresión es igual a $x = ct$, entonces lo que esta entre corchetes es igual a la unidad. Finalmente despejando el valor de γ buscado obtenemos:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{V}{c})^2}} \quad (12)$$

4.1 Transformaciones de Lorentz

Habiendo encontrado la constante γ que surge de considerar los postulados de Einstein podemos escribir las fórmulas que relacionan las coordenadas temporales entre dos observadores inerciales, estas fórmulas reciben el nombre de Transformaciones de Lorentz.

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - (\frac{V}{c})^2}} \quad (13)$$

$$t' = \frac{t - \frac{Vx}{c^2}}{\sqrt{1 - (\frac{V}{c})^2}} \quad (14)$$

Las coordenadas $y' = y$ y $z' = z$ quedan invariables ya que elegimos que el sistema de coordenadas S' se mueve alineado a los ejes x y x'

4.2 Contracción del la Longitud

Como consecuencia de las nuevas transformaciones de coordenadas espacio temporales, no todos los observadores miden la misma longitud de una varilla. Esta medida depende de la velocidad V a la que se mueve uno de los observadores con respecto al otro. Pesemos que la varilla permanece en reposo con respecto al observador S' . Sin embargo, no olvidemos que este observador se mueve con respecto al observador S con velocidad V . Entonces la longitud de la varilla medida por el observador S' es:

$$L_0 = x'_2 - x'_1 \quad (15)$$

Nos preguntamos ahora, cual es la longitud de esa misma varilla, pero ahora medida por el observador S . Para contestar a esta pregunta tenemos que medir los extremos de la varilla en movimiento con respeto a S al mismo tiempo t , de otra manera, mediremos mal la longitud dado que la varilla se esta desplazando a lo largo del eje x . Utilizamos las transformaciones de Lorentz para medir las coordinas donde se ubican los extremos de la varilla, es decir, x_1 y x_2 . Entonces:

$$x'_1 = \gamma(x_1 - Vt) \quad (16)$$

y

$$x'_2 = \gamma(x_2 - Vt) \quad (17)$$

Tomando la diferencia de las coordenadas primados botemos:

$$x'_2 - x'_1 = \gamma(x_2 - x_1) \quad (18)$$

lo que nos lleva a:

$$L_0 = \gamma L \quad (19)$$

Esto es, los objetos en movimiento con respecto a un observador parecen acortarse con respecto a cuando están en reposo.

4.3 Dilatación del Tiempo

Otro efecto físico consecuencia de la invariancia de las leyes de la física y de la constancia de la velocidad de la luz es que el tiempo ya no es una medida absoluta como se considera en la mecánica Newtoniana. Veamos este nuevo efecto: imaginemos un reloj fijo en un punto x' fijo en el sistema en movimiento S' con velocidad V con respecto al sistema S .

Cuando el observador en S' mide el tiempo t' el observador en S medirá t_1 :

$$t_1 = \frac{t'_1 + \frac{x'_1 V}{c^2}}{\sqrt{1 - (\frac{V}{c})^2}} \quad (20)$$

Después de un intervalo de tiempo $\Delta t = t_2 - t_1$ el observador en S medirá el tiempo t_2 al final del intervalo como:

$$t_2 = \frac{t'_2 + \frac{x'_2 V}{c^2}}{\sqrt{1 - (\frac{V}{c})^2}} \quad (21)$$

Para el observador en S la duración del intervalo de tiempo es:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \gamma(t'_2 - t'_1) = \gamma \Delta t' \quad (22)$$

Un reloj estacionario mide tiempos mayores entre eventos en un sistema en movimiento que el tiempo medido entre los eventos del intervalo medidos por un reloj en un sistema en movimiento.

4.4 Transformación de la Velocidad

Tomando la variación de las transformaciones de Lorentz para las coordenadas, obtenemos:

$$dx = \gamma(dx' + V dt') \quad (23)$$

y

$$dt = \gamma(dt' + \frac{V dx'}{c^2}) \quad (24)$$

Dividiendo esta dx por dt obtenemos como se transforma la componente de la velocidad de una partícula vista por un sistema S' y un sistema S .

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\gamma(dx' + V dt')}{\gamma(dt' + \frac{V dx'}{c^2})} \quad (25)$$

haciendo un poco de algebra se obtiene:

$$v_x = \frac{\gamma v'_x + V}{1 + \frac{V v'_x}{c^2}} \quad (26)$$

análogamente, obtenemos las otras componentes de la velocidad:

$$v_y = \frac{\gamma v'_y}{\gamma(1 + \frac{V v'_x}{c^2})} \quad (27)$$

$$v_z = \frac{\gamma v'_z}{\gamma(1 + \frac{V v'_x}{c^2})} \quad (28)$$

Si aplicamos estas fórmulas una partícula que se mueve sobre un plano obtenemos:

$$v_{\parallel} = \frac{v'_{\parallel} + V}{1 + \frac{V v'_{\parallel}}{c^2}} \quad (29)$$

$$v_{\perp} = \frac{v'_{\perp}}{(1 + \frac{V v'_{\parallel}}{c^2})} \quad (30)$$

Dividiendo — por — obtenemos la relación como cambia la dirección de la partícula al pasar de un observador a otro.

$$\tan \theta = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} = \frac{v'_{\perp}}{\gamma(v'_{\parallel} + V)} \quad (31)$$

Las componentes de la velocidad en el plano en S' son $v'_{\parallel} \cos \theta'$ y $v'_{\perp} \sin \theta'$ donde θ' es la dirección en la que se mueve la partícula vista por el observador S' .

$$\tan \theta = \frac{v' \sin \theta'}{\gamma(v' \cos \theta' + V)} \quad (32)$$

Esta fórmula describe la aberración relativista de la luz.

$$\tan \theta = \frac{v' \sin \theta'}{\gamma(v' \cos \theta' + V)} = \frac{c}{\gamma V} \quad (33)$$

Si consideramos $V \approx c$, entonces el ángulo θ medido por S es $\theta \sim \tan \theta = \frac{1}{\gamma}$

4.5 Beaming Relativista

Aplicando la anterior ecuación a un fotón moviendo en el sistema de referencia S' en la dirección dada por el ángulo $\theta' = \pi/2$. Entonces en el sistema de referencia S el ángulo θ en que se mueve la partícula está dado por:

$$\tan \theta = \frac{c}{\gamma V} \quad (34)$$

Supongamos que el sistema de referencia S' se mueve a velocidad $v = c$ entonces:

$$\tan \theta = \frac{1}{\gamma} \quad (35)$$

Este resultado nos dice que la luz que se dispersa de manera isotrópica en S' , en el sistema S se concentra toda la luz en un cono de luz de amplitud angular $1/\gamma$.

4.6 Estructura Atómica de la Materia

Aparentemente la materia es continua, sin embargo, desde la antigüedad el filósofo griego Demócrito concebía la materia como constituida por elementos fundamentales e indivisibles a los que llamó átomos. No fue hasta finales del siglo XIX que se descubrió al electrón el cual posee carga eléctrica negativa. Por lo que inmediatamente introduce su modelo atómico basándose en que la materia es eléctricamente neutra, por lo tanto, el equivalente de carga positiva debería estar uniformemente distribuida en el volumen de esferas. Donde los electrones estarían insertados como pasas en un panqué. A pesar de lo importante del modelo atómico de Thomson, pasaron 13 años hasta que los físicos Geiger y Marsden realizaron un experimento a sugerencia del Ernest Rutherford para comprobar el modelo de Thomson. Teóricamente, Marsden y Geiger sabían que los resultados esperados en su experimento que consistió en bombardear una lámina de oro con partículas alfa producidas por algún elemento radiactivo. Analicemos el choque de la partícula alfa con el modelo de Thomson:

Supongamos dos partículas, una de masa M y desplazándose a una velocidad V y otra partícula de masa m y en reposo con respecto a un sistema de referencia. Supongamos que estas partículas chocan elásticamente y de frente. Entonces el momento lineal y la energía cinética total del sistema se conservan.

$$MV = MV_1 + mv \quad (36)$$

y

$$\frac{1}{2}MV^2 = \frac{1}{2}MV_1^2 + \frac{1}{2}mv^2 \quad (37)$$

Resolviendo estas ecuaciones para V_1 y v tenemos:

$$V_1 = \left(\frac{M - m}{M + m} \right) V \quad (38)$$

$$v = \left(\frac{2M}{M + m} \right) V \quad (39)$$

Si consideramos el choque con $M \gg m$, como es el caso para las partículas alfa y los electrones entonces $V_1 = V$ y $v = 2V$. Por lo tanto la partícula alfa estará perdiendo parte de su momento lineal inicial P como:

$$\Delta P = mv = 2mV \quad (40)$$

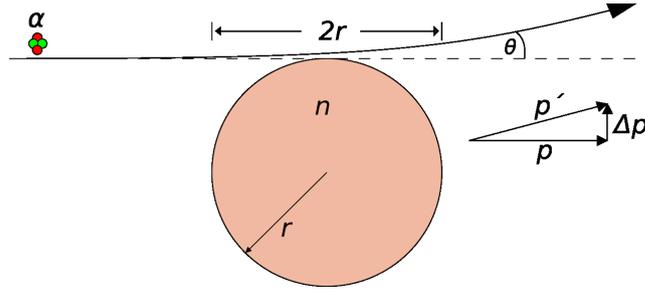


Figure 1: Esquema de la dispersión de Rutherford. Créditos: Wikipedia

Por lo tanto la partícula casi no sufre desviación. La desviación máxima que puede sufrir la partícula alfa la podemos calcular suponiendo que el electrón sale disparado en ángulo recto con respecto a la dirección inicial de la partícula alfa, luego entonces:

$$\theta_e = \frac{\Delta P}{P} \quad (41)$$

Si $M = 7000m$ entonces $\theta_e = 0.02^\circ$

Comparemos las energías cinéticas de ambas partículas después del choque:

$$\frac{EC_m}{EC_M} = \frac{.5m(2V)^2}{.5MV^2} = \frac{4m}{M} \rightarrow 0 \quad (42)$$

Por lo tanto la partícula M casi no pierde energía cinética

La desviación que sufre una partícula alfa al interactuar eléctricamente con un núcleo atómico se calcula en esta sección:

La desviación observada se calcula a través del cambio del momento lineal o impulso, esto es,

$$\Delta P = \int F dt \quad (43)$$

Consideremos una partícula alfa de masa M , velocidad V y carga eléctrica Ze que interactúa eléctricamente en un tiempo $dt = dx/v$ con un núcleo atómico en reposo con respecto a un sistema de referencia del laboratorio. Entonces la fuerza de Coulomb que se ejercen dichas cargas es;

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} \hat{r} \quad (44)$$

Como el cambio en el momento lineal apunta en la misma dirección que la impulsión, de la figura tenemos que $\int F \cos \phi dt$:

$$\Delta P = \int F \cos \phi dt \quad (45)$$

Por otro lado, si el choque es inelástico entonces $P_1 = P_2 = mv$ donde v es la velocidad de la partícula alfa lejos del núcleo de interacción. De la Figura y de la ley de los senos se tiene:

$$\frac{\Delta P}{\sin \theta} = \frac{mv}{\sin \frac{\pi-\theta}{2}} \quad (46)$$

despus de algo de algebra se obtiene:

$$\Delta P = 2mv \sin \frac{\theta}{2} \quad (47)$$

Por lo que igualando las expresiones de ΔP que se obtuvieron, nos queda que:

$$\int F \cos \phi dt = 2mv \sin \frac{\theta}{2} \quad (48)$$

Tomando los límites de integración apropiados

$$\int_a^b F \cos \phi \frac{dt}{d\phi} d\phi = 2mv \sin \frac{\theta}{2} \quad (49)$$

donde $a = -(\frac{\pi-\theta}{2})$ y $b = \frac{\pi-\theta}{2}$ y $d\phi/dt$ es el momento angular que se conserva para nuestro caso. Así tenemos que

$$\frac{dt}{d\phi} = \frac{r^2}{vb} \quad (50)$$

Sustituyendo estos valores tenemos que:

$$2mv^2b \sin \frac{\theta}{2} = \int_a^b Fr^2 \cos \phi d\phi \quad (51)$$

Sustituyendo la expresión para F e integrando obtenemos:

$$\frac{4\pi\epsilon_0mv^2b}{Ze^2} \sin \frac{\theta}{2} = 2 \cos \frac{\theta}{2} \quad (52)$$

Por lo que finalmente obtenemos:

$$\cot \frac{\theta}{2} = \frac{4\pi\epsilon_0mv^2}{Ze^2} b \quad (53)$$

Esta ecuación explica por el resultado experimental de por que lagunosa partículas alfa se desvían grandes ángulos. Vemos que el ángulo de desviación depende del parámetro de impacto b que de manera genial introdujo Rutherford en su análisis. Además este resultado indica que la carga eléctrica positiva esta fuertemente concentrada en en el núcleo del átomo y no esta uniformemente distribuida como lo pensaba Thompson. El modelo atómico de Rutherford es como un sistema planetario en miniatura. Este modelo tiene la desventaja de que es inestable por la radiación que presentan los electrones que giran alrededor de núcleo además que no explica por que el núcleo atómico no estalla ante la fuerza eléctrica positiva debida a la concentración de muchas cargas positivas.

Por otros parte, con la información del momento adquirido por el ncleo atmico podemos fácilmente calcular la energía que pierde la partícula alfa como:

$$\Delta E = \frac{(\Delta P)^2}{2m_e} \quad (54)$$

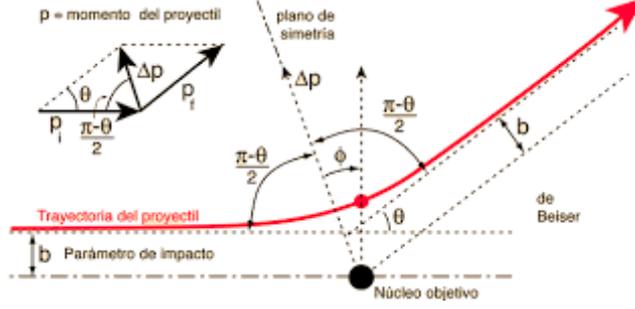


Figure 2: Esquema de la dispersión de Rutherford. Créditos: Arthur Beiser

Del análisis que hicimos para el choque de una partícula en movimiento y otra en reposo, encontramos que la velocidad máxima que adquiere la partícula en reposo es $v = 2V$, por lo tanto, $(\Delta P)_{max} = 2m_e V$ y por lo tanto la energía máxima que adquiere el núcleo atómico es:

$$\Delta E_{max} = \frac{4m_e^2 V^2}{2m_e} = 2m_e V^2 \quad (55)$$

Por otro lado, si consideramos el momento que transmite la partícula alfa al núcleo atómico a través de la fuerza de Coulomb es:

$$\Delta P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Ze^2}{b^2 mV} \quad (56)$$

donde b es el parámetro de impacto. La energía cinética correspondiente es:

$$E_c = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2Z^2 e^4}{b^2 m_e V^2} \quad (57)$$

En el caso más general de una partícula alfa interaccionando con un elemento de volumen dV de material, con densidad numérica n_e , tendremos que la partícula ionizante perderá una energía de alrededor de $N_e \Delta E$, donde N_e es el número de electrones en el volumen estudiado. Si consideremos un diferencial de volumen cilíndrico entonces:

$$\Delta N_e = n_e 2\pi b db \Delta x \quad (58)$$

La energía perdida por la partícula en el elemento de volumen del cilindro es:

$$-\Delta E = E_c \Delta N_e \quad (59)$$

Si consideramos la energía perdida en todo el cilindro tenemos:

$$-\Delta E = \int E_c dN_e \quad (60)$$

Por lo que fácilmente llegamos a:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2Z^2 e^4}{m_e V^2} n_e \int_{-\infty}^{\infty} \frac{db}{b} \quad (61)$$

La integral diverge, sin embargo, como la interacción ocurre solo en un tiempo muy pequeño, podemos modificar los límites de integración entre un b_{\min} a un b_{\max} . Para calcular b_{\min} utilizamos el momento máximo transferido al electrón entonces:

$$\Delta E_{\max} = 2m_e V \geq \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{2Z^2 e^4}{b^2 m V^2} = E_c \quad (62)$$

Por lo tanto la energía transferida va a ser máxima cuando b_{\min} . Por lo que fácilmente llegamos a:

$$b_{\min} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{Z e^2}{m_e V^2} \quad (63)$$

Por otro lado, sabemos que cuando, b_{\max} , el momento transferido es mínimo, la energía transferida también es mínima.

4.7 Radiación Térmica

La radiación térmica es aquella que emite un cuerpo que está en equilibrio térmico. Llamamos cuerpo negro al cuerpo que emite toda la radiación que absorbe. La distribución de la intensidad de emisión en función de la energía de los fotones en cuerpo negro está dada por la función de Planck.

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\left(\exp \frac{h\nu}{kT} - 1\right)} \quad (64)$$

De qué material está hecho el cuerpo negro nos preocupa pues de acuerdo a la función de Planck, la emisión del cuerpo negro solo depende de la temperatura T y no de la composición del cuerpo.

Todos los cuerpos negros emiten igual, es decir, satisfacen la función de Planck.

Propiedades de la Función de Planck:

- Ley de Stefan-Boltzmann : establece que el flujo de energía por unidad de área por unidad de tiempo está descrito en términos de la temperatura por:

$$F = \sigma T^4 \quad (65)$$

donde $\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^2 \text{ deg}^{-4} \text{ s}^{-1}$ es la constante de Stefan-Boltzmann. Esta ley se obtiene de integrar la función de Planck sobre todas las frecuencias por π

$$F = \pi \int B_\nu(T) d\nu = \pi B(T) \quad (66)$$

Esto es el flujo que emite una fuente isótropa.

Leyes que se cumplen cuando un cuerpo emite como cuerpo negro o está en equilibrio termodinámico: **Ley de Rayleigh-Jeans** para bajas frecuencias y la **Ley de Wien** para altas frecuencias.

4.8 Radiación no Térmica

La radiación no térmica es producida por un cuerpo fuera del equilibrio termodinámico.

5 Bibliografía

- Arthur Beiser. Perspectives of Modern Physics Fundamental Astronomy. Ed. Mc-Graw-Hill Book Company
- Serway, A. R., Clement, J.M., Curt, A.M. (2004) Modern Physics. Ed. Cengage Learning, 3rd edition.
- Kenneth, S.K. (1995) Modern Physics. Ed.Wiley; 2nd edition.