El Modelo de Bohr

J. F. G. H.[1]

[1]Space-time Foundation, Eccentric Multiverse of Madness
Quantum TimeLord Virtual Academy

2023

Modelos atómicos(I)

Durante el siglo XIX, se recuperó la teoría atómica en Química mientras los descubrimientos en el estudio de la Óptica, la electricidad y el magnetismo, se condensó en las ecuaciones de Maxwell.

Dalton suponía que los átomos de los elementos químicos eran todos iguales.

Mendeleiev propuso la primera Tabla Periódica Moderna.

Sin embargo, el experimento de J. J. Thomson, como anticipaban ya las experiencias de Franklin y las propias ecuaciones de Maxwell, introdujeron la necesidad de que los otrora indivisibles átomos, tenían en su interior partículas.

Así, en 1897, como consecuencia del experimento de los rayos catódicos, J. J. Thomson introdujo el electrón y el modelo atómico del pudin con pasas (plumcake model).

Modelos atómicos(II)

Rutherford, ideó un experimento para observar el interior de los átomos, bombardeando con partículas alfa (más adelante identificadas con núcleos de helio-4) una fina lámina de oro.

El experimento, fue realizado por Geiger y Marsden y la desviación de las partículas alfa condujo a Rutherford a plantear el modelo nuclear del átomo.

El átomo era un espacio esencialmente vacío, y dentro de él se encontraban los núcleos atómicos, de un tamaño 100000 veces menor que el tamaño atómico. La existencia de los núcleos era inevitable: no había otra forma de explicar los rebotes hacia atrás de las partículas alfa y su dispersión en la lámina de oro.

Modelos atómicos(III)

Sin embargo, y aunque se introdujero los protones y neutrones com partículas del núcleo, existían 2 problemas (de los que Rutherford e consciente):

- La inestabilidad electromagnética del átomo de hidrógeno.
- Los espectros atómicos discretos de los átomos.

Cualquier átomo, según Rutherford, tendría los electrones orbitando circularmente, en balance de fuerzas según la ley sencilla:

$$F_c = F_e \$ \quad ma = \frac{mv^2}{r} = K\frac{e^2}{r^2} \$ \quad a = \frac{K_C e^2}{mr^2} \qquad (1)$$

donde K es la constante de Coulomb, e es la carga elemental del átomo, y r es la distancia entre el electrón y el núcleo atómico.

Sin embargo, la teoría electromagnética clásica, asentada por Farad y Maxwell en el siglo XIX, implicaba que las partículas cargadas co aceleración deben radiar ondas electromagnéticas y perder energía

Inestabilidad atómica

La fórmula que da la potencia radiada por la partícula cargada en forma radiación electromagnética es la fórmula de Larmor:

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{2K_C q^2 a^2}{3c^3} = \frac{q^2 a^2}{6\,"\,_0 c^3} \tag{2}$$

La energía mecánica del átomo de hidrógeno clásico es igual a la energ cinética más la energía potencial eléctrica:

$$E_m = E_c + E_p = \frac{mv^2}{2} \quad K\frac{e^2}{r} \tag{3}$$

Usando la relación anterior del balance de fuerzas

$$m\frac{v^2}{r} = \frac{Ke^2}{r^2} \; ! \quad v^2 = \frac{Ke^2}{mr} \tag{4}$$

la energía mecánica se simpli ca a la siguiente expresión

$$E = \frac{mv^2}{2} \quad \frac{Ke^2}{r} = \frac{mKe^2}{2mr} \quad \frac{Ke^2}{r} = \quad \frac{K_C e^2}{2r} = \frac{2(K_C e^2)^3}{3r^2c^3} \tag{5}$$

Inestabilidad atómica(II)

Ahora podemos igualar esta fórmula a la fórmula de Larmor, que tiene:

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{K_C e^2}{2r}\right) = \frac{2}{3}\frac{K_C e^2 a^2}{c^3} = \frac{2}{3}\frac{K_C e^2}{c^3}\left(\frac{K_C e^2}{mr^2}\right)^2 \qquad (6)$$

Para simplificar esta expresión un poco podemos introducir el llamado ra
clásico del electrón r_0, que es el radio hipotético del electrón clásico si to
su energía fuera de tipo potencial eléctrico:

$$mc^2 = \frac{Ke^2}{r_0} \rightarrow r_0 = \frac{Ke^2}{mc^2} \qquad (7)$$

donde m es la masa del electrón. Con esta expresión de r_0, la introducimos en la expresión de la potencia para dar:

$$P = \frac{d}{dt}\left(\frac{K_C e^2}{2r}\right) = \frac{2r_0 mc^2}{3c^3}\left(\frac{K_C e^2}{mr^2}\right)^2 = \frac{2r_0}{3mc}\left(\frac{K_C e^2}{r^2}\right)^2 = \frac{2r_0(mc^2)^2}{3mc}\frac{r_0^2}{r^4} \qquad (8)$$

Inestabilidad atómica(III)

Haciendo la derivada, pero con el signo cambiado porque pierde energí

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{K_C e^2}{2r}\right) = \frac{K_C e^2}{2r^2}\frac{dr}{dt} = \frac{2mc^3 r_0^3}{3r^4} \tag{9}$$

que se reescribe como

$$r^2 dr = \frac{4mc^3 r_0^3}{3K_C e^2} dt = \frac{4r_0^2 c dt}{3} \tag{10}$$

Ahora podemos integrar la ecuación

$$3r^2 dr = 4r_0^2 c dt \rightarrow \int_{a_0}^{0} 3r^2 dr = \int_0^t 4r_0^2 c dt \tag{11}$$

resultando

$$r^3 + a_0^3 = 4r_0^2 ct \tag{12}$$

en donde hemos usado la condición inicial $r(t = 0) = a_0$, donde $a_0 = \hbar^2/(mK_C e^2)$ es el radio de Bohr (no el radio clásico del electrón r_0), radio de la órbita fundamental del electrón en el átomo de hidrógeno (y que deduciremos en secciones posteriores).

Inestabilidad atómica(IV)

La solución es pues:

$$\boxed{r^3 = a_0^3 \quad 4r_0^2 ct} \tag{13}$$

Ahora podemos calcular el tiempo de caída, si $r(t_f) = 0$, entonces

$$4r_0^2 ct_f = a_0^3 \text{ equivalentemente } \boxed{t_f = \frac{a_0}{4c} \quad 20\text{ps} = 2;0 \quad 10^{\ 11}\text{s}} \tag{14}$$

Las siguientes expresiones para t_f son encontradas en la literatura:

$$t_f = \frac{1}{\ ^5}\frac{\sim}{mc}\frac{1}{4c} = \frac{\sim}{^5 4mc^2} \tag{15}$$

$$t_f = \frac{\sim^6 c^5}{K_C^5 e^{10} 4mc^2} = \frac{\sim^6 c^3}{4K_C^5 me^{10}} \tag{16}$$

$$t_f = \frac{256\sim^6 c^3 (''_0 \ )^5}{me^{10}} = \frac{c^3 4^4 ''^5_0 \ ^5 \sim^6}{me^{10}} \tag{17}$$

Inestabilidad atómica(V) y espectros

$$t_f = \frac{4\pi^2\epsilon_0^2 m^2 c^3 a_0^3}{e^4} \tag{18}$$

donde

$$\alpha = \frac{K_C e^2}{\hbar c} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137} \tag{19}$$

es la llamada constante de estructura fina electromagnética.

- Los espectros atómicos son la huella dactilar de los átomos.
- Cuando un elemento químico se calienta (o enfría), a cierta temperatura, emite radiación electromagnética (luz) que puede ser descompuesta por un prisma.
- La descomposición de esta luz NO es un continuo sino un conjunto líneas discretas.

Espectros atómicos

Espectros atómicos(II)

Un espectro de emisión de un átomo (molécula o partícula) consist generalmente en un conjunto de líneas discretas de colores en un fondo negro. En cambio, un espectro de absorción es un conjunto d líneas oscuras en un fondo negro.

La física clásica no tiene explicación para este comportamiento.

La primera pista para resolver el enigma la proporcionó la resolució de Planck del problema del cuerpo negro, o radiación electromagné emitida por un cuerpo caliente.

Planck tuvo que aceptar, a regañadientes y sin creérselo en serio, q la luz estaba formada por átomos o granos que llamó cuantos .

En el fondo, no es diferente a la hipótesis corpuscular de la materia hipótesis atómico-molecular), que señala que la materia es granular está formada por un número grande de partículas (cargadas), que s mueven, y atraen y repelen de distintas formas.

Así, la hipótesis cuántica no es más que la extensión a la radiación la hipótesis cinético-molecular.

Espectros atómicos (III) y teoría cuántica

Aunque Planck no le dio mucha importancia ni realidad a su hipóte de cuantización (la observaba como un truco matemático sin realid física), Albert Einstein sí se dio cuenta de su relevancia y que la hipótesis cuántica permitía explicar el efecto fotoeléctrica de forma natural, para el que habían fallado todas las soluciones de la teoría ondulatoria de la luz.

La explicación del efecto fotoeléctrico por Albert Einstein, le daría e premio Nobel (para su disgusto, no por la teoría de la relatividad), e el año 1921.

La ecuación que derivó Einstein, es

$$hf = hf_0 + E_c \tag{20}$$

o bien, equivalentemente,

$$hf \qquad {}_0 = hf \qquad eV_f = E_c(max) \tag{21}$$

El modelo de Bohr(I)

Para el modelo de Bohr, tenemos los siguientes postulados:

- Los electrones, aunque debieran radiar clásicamente ondas electromagnéticas, no lo hacen en órbitas circulares estacionarias.
- El momento angular $L = pr = mvr$ se encuentra cuantizado, en múltiplos enteros de $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. Es decir,

$$L = pr = mvr = n\frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad n \in \mathbb{Z}^+; \quad n = 1, 2, \ldots, \infty \tag{22}$$

- Cuando un electrón salta de una órbita a otra, se satisface la relaci de Planck

$$\Delta E = E(n+1) - E(n) = hf = \hbar\omega \tag{23}$$

o más generalmente

$$\Delta E = E(n_2) - E(n_1) = Nhf = N\hbar\omega \quad N \in \mathbb{Z}^+; \quad N = 1, 2, 3, \ldots, \infty \tag{24}$$

El modelo de Bohr(II)

Ahora tenemos dos ecuaciones, que ya hemos derivado previamente:

$$m\frac{v^2}{r} = \frac{Ke^2}{r^2} \tag{25}$$

$$E = \frac{Ke^2}{2r} \tag{26}$$

De la condición de cuantización del segundo postulado del modelo de B
se deduce que

$$m^2v^2r^2 = n^2\sim^2 \; ! \quad mv^2 = \frac{n^2\sim^2}{mr^2} \tag{27}$$

Entonces

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{m}{r}\frac{n^2\sim^2}{mr^2} = \frac{n^2\sim^2}{mr^3} \; ! \quad \frac{n^2\sim^2}{mr^3} = \frac{K_C e^2}{r^2} \tag{28}$$

de donde se obtiene la cuantización de las órbitas del modelo de Bohr

$$\boxed{r = r_n = \frac{\sim^2 n^2}{mK_C e^2} = \frac{\sim}{mc}\;\frac{1}{\ }\; n^2 = a_0 n^2; \quad n \; 2 \; Z^+; \quad n = 1; 2; :::; 1} \tag{29}$$

El modelo de Bohr(III)

El tiempo en dar una vuelta a la órbita n-ésima por un fotón o partícula
masa es:

$$\boxed{t_n(\ ) = \frac{2\ r_n}{c} = \frac{2\ \sim^2 n^2}{mcK_C e^2} = \frac{2\ \sim n^2}{mc^2}} \tag{31}$$

Sin embargo, el período del electrón en la n-ésima órbita será:

$$\boxed{T_n = \frac{2\ r_n}{v_n} = \frac{2\ \frac{\sim}{mc}\ \frac{1}{\ }\ n^2}{\frac{c}{n}} = \frac{2\ \sim n^3}{{}^2 mc^2}} \tag{32}$$

Es interesante comparar este tiempo con el que se obtendría de saturar
expresión del principio de indeterminación de Heisenberg $E_n \tilde{T}_n (= \sim = 2)$:

$$\tilde{T}_n = \frac{\sim}{2E_n} = \frac{\sim n^2}{mc^2\ {}^2} = \frac{T_n}{2\ n} \tag{33}$$

El modelo de Bohr(IV)

También la cuantización de las velocidades:

$$v^2 = \frac{K_C e^2}{mr} = \frac{(K_C e^2)^2}{\sim^2 n^2} = \frac{{}^2 c^2}{n^2} \; ! \; \boxed{v_n = \frac{c}{n}} \tag{34}$$

También están cuanti cadas las aceleraciones:

$$a = \frac{v^2}{r} = \frac{Ke^2}{mr^2} \; ! \quad a = a_n = \frac{\frac{(K_C e^2)^2}{(n\sim)^2}}{\frac{\sim^2 n^2}{mK_C e^2}} = \frac{m(K_c e^2)^3}{(n\sim)^4} \; ! \; \boxed{a_n = \frac{{}^3 mc^3}{\sim n^4}} \tag{35}$$

y todas las variables cinemáticas y dinámicas clásicas están cuantizada

$$j_n = \frac{a_n}{T_n} = \frac{\frac{{}^3 mc^3}{\sim n^4}}{\frac{\sim n^3}{mc^2 \; {}^2}} \; ! \; \boxed{j_n = \frac{a_n}{T_n} = \frac{{}^5 m^2 c^5}{\sim^2 n^7} = \frac{K_C^5 m^2 e^{10}}{\sim^7 n^7}} \tag{36}$$

El modelo de Bohr(V)

Para la variable absement (ausición, ausimiento) $A_n = r_n T_n$:

$$A_n = \frac{\sim}{mc}\frac{n^2}{} \qquad \frac{\sim}{mc^2}\frac{n^3}{2} \; ! \; \boxed{A_n = \frac{\sim^2 n^5}{{}^3m^2c^3} = \frac{\sim^5 n^5}{m^2K_C^3e^6}} \qquad (37)$$

En el caso particular importante de la energía total, se obtiene que, usa la cuantización de las órbitas, la energía mecánica cuantizada total es ig a

$$E = \frac{K_C e^2}{2r} \; ! \; \boxed{E_n = \frac{m(K_C e^2)^2}{2\sim^2 n^2} = \frac{{}^2mc^2}{2n^2} = \frac{Ry}{n^2}} \qquad (38)$$

donde se de ne la constante de Rydberg

$$Ry = \frac{{}^2mc^2}{2} = \frac{m(K_C e^2)^2}{2\sim^2} \qquad 2;18 \quad 10^{\;18} J = 13;6 eV \qquad (39)$$

El modelo de Bohr(VI) y átomos hidrogenoideos

Ahora podemos derivar la fórmula de Balmer (o de Rydberg) para el áto
de hidrógeno. Si hacemos una transición de un nivel n_1 a otro $n_2 > n_1$, el átomo absorberá una energía igual a:

$$\boxed{E = E(n_2) - E(n_1) = Ry\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)} \quad (40)$$

que es la celebérrima fórmula de Balmer, y cuya derivación le daría a N
Bohr el premio Nobel de Física. El modelo de Bohr no puede generaliza
a átomos polielectrónicos, ni siquiera cuando sea el helio. Sin embargo,
da resultados aceptables para átomos con un núcleo de Z protones y un solo electrón, átomos llamados hidrogenoides. Basta con hacer en las fórmulas de Bohr, la sustitución $e^2 \rightarrow Ze^2$. Así:

$$\boxed{r = r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{mZK_C e^2} = \frac{a_0 n^2}{Z}; \quad n \in \mathbb{Z}^+; \quad n = 1, 2, \ldots, \infty} \quad (41)$$

Átomos hidrogenoideos

$$\boxed{t_n(\ ) = \frac{2\ r_n}{c} = \frac{2\ \sim^2 n^2}{mcK_C e^2} = \frac{2\ \sim n^2}{mc^2}} \tag{42}$$

$$\boxed{T_n = \frac{2\ r_n}{v_n} = \frac{2\ \frac{\sim}{mc}\ \frac{1}{Z}\ n^2}{\frac{Z\ c}{n}} = \frac{2\ \sim n^3}{Z^2\ {}^2 mc^2}} \tag{43}$$

$$v^2 = \frac{K_C e^2}{mr} = \frac{Z^2 (K_C e^2)^2}{\sim^2 n^2} = \frac{{}^2 c^2}{n^2}\ !\ \boxed{v_n = \frac{Zc}{n}} \tag{44}$$

$$a = \frac{v^2}{r} = \frac{ZKe^2}{mr^2}\ !\ a = a_n = \frac{\frac{(ZK_C e^2)^2}{(n\sim)^2}}{\frac{\sim^2 n^2}{mZK_C e^2}} = \frac{mZ^3 (K_c e^2)^3}{(n\sim)^4}\ \boxed{a_n = \frac{{}^3 Z^3 mc^3}{\sim n^4}} \tag{45}$$

Átomos hidrogenoideos(II)

$$j_n = \frac{a_n}{T_n} = \frac{\frac{Z^3\ \ ^3mc^3}{\sim n^4}}{\frac{\sim n^3}{mc^2Z^2\ \ ^2}}\ ! \quad \boxed{j_n = \frac{a_n}{T_n} = \frac{Z^5\ \ ^5m^2c^5}{\sim^2 n^7} = \frac{Z^5K_C^5m^2e^{10}}{\sim^7 n^7}} \qquad (46)$$

$$A_n = r_nT_n = \frac{\sim}{mc}\frac{n^2}{Z} \quad \frac{\sim}{mc^2}\frac{n^3}{Z^2\ \ ^2} \quad \boxed{A_n = \frac{\sim^2 n^5}{Z^3\ \ ^3m^2c^3} = \frac{\sim^5 n^5}{m^2Z^3K_C^3e^6}} \qquad (47)$$

$$E = \frac{ZK_Ce^2}{2r}\ ! \quad E_n = \frac{m(ZK_Ce^2)^2}{2\sim^2 n^2} = \frac{Z^2\ \ ^2mc^2}{2n^2} = \frac{Z^2Ry}{n^2} \qquad (48)$$

Para la fórmula de Balmer-Rydberg del átomo hidrogenoide, se tendrá

$$\boxed{E = E(n_2) \quad E(n_1) = Z^2Ry \quad \frac{1}{n_1^2} \quad \frac{1}{n_2^2}} \qquad (49)$$

Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones fundamentales del electromagnetismo fueron sintetizadas por James Clerk Maxwell en una elegante formulación matemática. En forma diferencial e integral, son las siguientes:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \Leftrightarrow \oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = 4\pi K_C Q = \frac{Q}{\varepsilon_0} \tag{50}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \Leftrightarrow \oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \tag{51}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Leftrightarrow \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{r} = -\frac{d\Phi_m}{dt} = -\frac{d}{dt}\int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \tag{52}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Leftrightarrow \oint_C \vec{B} \cdot d\vec{r} = \mu_0 (I + I_D)\,;\; I_D = \varepsilon_0 \int_S \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \tag{53}$$

Ecuaciones de Maxwell(II)

En la formulación relativista especial del electromagnetismo en un espacio-tiempo de $3+1$ dimensiones

$$@F \quad = J \tag{54}$$

$$" \qquad @F \quad = 0 \tag{55}$$

o bien, en formalismo de formas diferenciales:

$$?d\,?F = J \tag{56}$$

$$dF = 0 \tag{57}$$

que da la conservación de la corriente y carga eléctrica via $d\,?\,d\,?\,F = dJ = 0$, y $F = dA$ (en componentes, es $F \quad = @A \qquad @A$) es la 2-forma campo de fuerza derivada de la 1-forma potencial gauge electromagnético.

Electromagnetismo, ondas y teorías Yang-Mills

En el caso de teorías gauge no abelianas, estas ecuaciones admiten ur generalización, dada por las denominadas ecuaciones de Yang-Mills:

$$?D_A ?F_A = J \; \$ \quad @F \quad + [A \; ; F \quad] = J \tag{58}$$

$$D_A F_A = 0 \; \$ \quad D \; F \quad + D \; F \quad + D \; F \quad = 0 \tag{59}$$

$$D_A = d + A\wedge \; \$ \quad @ + [A \; ; \quad] \tag{60}$$

$$F_A = dA + A \wedge A \; \$ \quad F^A \quad = @A \qquad @A \quad + [A \; ; A \;] \tag{61}$$

En el formalismo de álgebras de Cli ord se puede reformular el electromagnetismo como una simple ecuación:

$$@F = (@ + @\wedge)F = J \tag{62}$$

De las ecuaciones de Maxwell, incluso en el vacío, de soluciones de tip ondas, llamadas ondas electromagnéticas, y que se propagan con una velocidad (en el vacío) igual a

$$c = s \frac{1}{0 \, " \, 0} \tag{63}$$

La fórmula de Bohr para el átomo de hidrógeno no captura otros efectos cuánticos, como el efecto Stark, el efecto Zeeman, el efect Zeeman anómalo, ni explica el espín del electrón ni otras partícula subatómicas.

Se intentó una corrección relativista del modelo de Bohr, incluyend órbitas elípticas, mediante la introducción de números cuánticos adicionales, mediante las llamadas variables acción-ángulo de la Mecánica Clásica, corrección llamada de Bohr-Sommerfeld.

Así, se tenían:

$$\oint p\,dr = n\hbar \qquad \oint p\, d\varphi = n\hbar \qquad \oint p\, d\ = n\hbar \tag{64}$$

Pero esto tampoco daba cuenta del espín del electrón de forma obvia o natural, aunque sí tuvo éxitos parciales rederivando correcciones relativi del átomo de hidrógeno.

Hacia la Mecánica Cuántica(II)

Louis de Broglie introdujo la dualidad onda-partícula. Toda partícula tien una longitud de onda asociada, no es solamente que las ondas se pued comportar como partículas, las propias partículas son también ondas ba ciertas condiciones. Esta dualidad, derivada por de Broglie en forma relativista, adquiere la forma simple:

$$p = \frac{h}{\,} \; ! \qquad = \frac{h}{p} = \frac{h}{Mv} = \frac{h}{mv} \sqrt{1 \quad \frac{v^2}{c^2}} \tag{65}$$

Posterioremente, Heisenberg introdujo la llamada mecánica matricial, y principio de indeterminación, que indica que no puede conocerse simultáneamente y con precisión los valores de dos observables conjug

$$x \quad p \qquad \frac{\sim}{2} \tag{66}$$

$$t \quad E \qquad \frac{\sim}{2} \tag{67}$$

$$A \quad B \qquad \frac{1}{2} hj[A;B]ji \tag{68}$$

Hacia la Mecánica Cuántica(III)

Finalmente, Schrödinger y Dirac, introdujeron sus ecuaciones cuánticas para los átomos:

$$\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(x;y;z;t) = i\hbar\frac{d}{dt} = E \qquad (69)$$

$$(i\hbar \quad \partial + i\hbar e \quad A \quad + mc) = (\quad i\hbar \quad D + mc) = 0 \qquad (70)$$

De estas ecuaciones, resueltas numéricamente, se obtienen actualmente las estructuras espectrales de átomos, moléculas y partículas subatómicas.

El objeto fundamental de la Física Cuántica es una función de onda vector de estado Psi que es en general un número complejo
2 C; = a + bi, con lo que la intepretación real de la función de onda debe ser entendida de otra forma.

Hacia la Mecánica Cuántica(IV)

Max Born, introdujo la idea de que la función de onda es una amplit de probabilidad, y no es medible, pero el cuadrado de la función de onda, o más precisamente el módulo al cuadrado, da la probabilida de encontrar a la partícula en el espacio-tiempo.

La Física Cuántica, extendida a sistemas relativistas, convierte la función de onda en una superposición de ondas sobre la que actúa operadores cuánticos de creación y destrucción de partículas.

Es la llamada Teoría Cuántica Relativista Especial o Teoría Cuántic de Campos invariantes, en su versión más re nada conocida hoy dí como Modelo Estándar de la Física de partícula subatómica o Físic de Altas Energía.

Mecánica Cuántica y más allá

Fenómenos cuánticos que no tienen explicación clásica:

- Espín del electrón y otros números números cuánticos de partículas subatómicas.
- En la Física Atómica: los efectos Zeeman normal, Zeeman anómalo efecto Stark, la interacción espín-órbita, el desplazamiento Lamb,. . .
- La superposición cuántica de estados inde nidos .
- El entrelazamiento cuántico.
- Estados cuánticos exóticos de la materia: condensados de Bose-Einstein, condensados fermiónicos, aislantes y superconducto topológicos, aniones (partículas con espín arbitrario), superconductividad, super uidez, cristales de tiempo, puntos cuánticos,. . .
- El efecto Zenón cuántico y el efecto anti-Zenón cuántico.
- La decoherencia cuántica.

Mecánica Cuántica y más allá(II)

- La creación de pares de partículas-antipartículas (y la predicción de antimateria).
- La creación de pares en campos fuertes.
- El efecto Hall cuántico y Hall cuántico fraccional.
- El colapso de la función de onda o reducción del vector de estado (interpretación de Copenhague de la Mecánica Cuántica).
- Las oscilaciones de neutrinos y quarks.
- La desintegración radioactiva.
- Procesos de decaimiento y penetración de partículas en barreras impenetrables clásicamente (efecto túnel cuántico).

Mecánica Cuántica y más allá(III)

- El mass-gap de las teorías Yang-Mills y la masa cuántica de las partículas en QCD.
- La ruptura espontánea de simetría.
- La explicación de la Tabla Periódica de los Elementos Químicos.
- La estructura y brillo de las estrellas.
- La sión y fusión nuclear.
- Interconversión de materia y energía en partículas.
- El plasma de quark-gluones y otros tipos de plasma.
- El Modelo Estándar de partículas elementales.
- La termodinámica cuántica y evaporación de los agujeros negros.
- Las teorías de supercuerdas/teoría M, F, S,...

Mecánica Cuántica y más allá(IV)

Cosas que la Mecánica Cuántica no puede explicar aún:

- Por qué hay algo en vez de nada en el Universo.
- Por qué las masas y acoplos de las partículas son los que son.
- La gravedad (no hay aún gravedad cuántica, circa 2023).
- La naturaleza de las singularidades espacio-tiempo.
- El problema de la información de los agujeros negros.
- Si es posible viajar en el tiempo.
- Si es posible crear una TARDIS.
- Si hay un Multiverso (no se sabe aún...).
- Si hay agujeros de gusano estables en el Universo.
- Si hay universos paralelos y otras dimensiones.
- El origen y nal del Universo que vemos.