

## Procesos fotonucleares

J.J. ALVARADO

*Sección de Metrología, Departamento de Ingeniería Eléctrica  
Centro de Investigación y Estudios Avanzados del IPN  
Apartado postal 14-740, 07000 México, D.F.*

Y

J.L. LUCIO

*Departamento de Física  
Centro de Investigación y Estudios Avanzados del IPN  
Apartado Postal 14-740, 07000 México, D.F.*

Recibido el 3 de octubre de 1991; aceptado el 12 de noviembre de 1991

**RESUMEN.** Se presenta una explicación elemental de la forma en que se interpreta el concepto de interacción en la teoría cuántica de campo. Usando ejemplos sencillos se muestra de qué manera la radiación electromagnética puede ser utilizada como microscopio para estudiar las interacciones nucleares.

**ABSTRACT.** We present an elementary explanation of the way in which the concept of interaction in quantum field theory is interpreted. Using some examples we show the way in which the electromagnetic radiation can be used as a microscope in order to study the nuclear interactions.

PACS: 25.20.-x

### 1. INTRODUCCIÓN

Los procesos fotonucleares son aquéllos en los que los núcleos absorben o emiten radiación electromagnética, es decir, procesos nucleares inducidos por la acción de la radiación o que producen ésta.

El propósito del presente artículo es presentar argumentos sencillos, a nivel de mecánica cuántica elemental, por medio de los cuales pretendemos convencer al lector de que en tales procesos la radiación electromagnética puede servir de "microscopio" para obtener información acerca de la naturaleza de las interacciones nucleares.

Dado que en el resto de nuestra exposición el concepto de interacción juega un papel central, empezaremos por hacer una descripción de la forma en que actualmente son concebidas éstas. El tema central de este artículo, los procesos fotonucleares, será discutido en la Sec. 2 tomando como ejemplo para ello la fotodesintegración del deuterón.

Finalmente en la Sec. 3 exponemos cuáles son, desde nuestro punto de vista, las limitaciones de los tratamientos convencionales, las contribuciones al tema de los autores del presente artículo, así como posibles descripciones tomando como punto de partida una teoría de primeros principios.

## 2. INTERACCIONES

En el contexto de la física hablamos de interacción entre dos partículas cuando existe una influencia recíproca entre ellas. Más aún, el concepto de interacción se presenta a tres diferentes niveles, los cuales llamamos: clásico, cuántico y cuántico relativista. La existencia de estos tres diferentes niveles corresponde a la necesidad de introducir nuevos elementos en nuestra descripción cuando el sistema en consideración se encuentra en diferentes circunstancias. Así, por ejemplo, si las partículas en interacción se encuentran separadas por una distancia macroscópica y las velocidades involucradas son mucho menores que las de la luz, nos encontramos en el régimen clásico. Por otra parte, si la distancia entre las partículas en interacción es del orden del radio atómico o menor, nuestra descripción debe ser cuántica. Finalmente si queremos describir un sistema en el que tanto los efectos cuánticos como los relativistas sean tomados en cuenta, entonces tendremos que usar la teoría cuántica de campo [1].

Como un ejemplo más específico consideremos la interacción electromagnética entre un electrón y un protón. Si la distancia entre estas partículas es macroscópica, su interacción puede ser descrita en términos de un potencial, potencial de Coulomb en el caso estático, el cual contiene toda la información sobre la dinámica del sistema. Sin embargo, si la distancia entre las cargas es suficientemente pequeña será necesario tener los efectos cuánticos en consideración. En este último caso la dinámica del sistema está determinada por la función de onda del sistema, la cual se obtiene de resolver la ecuación de Schrödinger correspondiente, con el potencial clásico previamente discutido.

Como es de esperarse, la situación en el caso que la descripción sea consistente tanto con la mecánica cuántica como con la relatividad especial es más compleja. El simple hecho de que en la relatividad especial sea posible la transformación de masa en energía y viceversa, nos permite prever que ahora tendremos que tomar en cuenta el efecto de un número arbitrario de partículas. El marco teórico dentro del cual se logra esta descripción consistente se llama teoría cuántica del campo. Una consecuencia inmediata de este esquema, en el ejemplo específico que consideramos antes, la interacción electrón-protón, es la cuantización del campo electromagnético, la cual puede entenderse por medio de la siguiente analogía.

Consideremos un cristal formado por  $L$  átomos (véase la Fig. 1). La interacción entre ellos, para pequeños desplazamientos respecto de la posición de equilibrio, puede describirse aproximadamente en términos de un potencial cuadrático. La energía asociada a este sistema es la suma de las energías asociadas a  $L$  osciladores armónicos independientes, cada uno con una frecuencia  $\omega_i$  dada. Si ahora consideramos el problema desde el punto de vista cuántico, lo establecido antes sigue siendo válido, excepto que las energías del oscilador armónico están cuantizadas y están dadas por  $\epsilon_i = (N_i + 1/2)\hbar\omega_i$ . Así pues, la energía de cada oscilador está caracterizada por el número entero  $N_i$  y por lo tanto la energía  $E$  del cristal completo estará determinada por el conjunto de enteros  $(N_1, N_2, N_3, \dots, N_L)$ . Decimos entonces que el estado de energía  $E(N_1, N_2, N_3, \dots, N_L)$  tiene  $N_1$  cuantos de frecuencia  $\omega_1$ ,  $N_2$  cuantos de frecuencia  $\omega_2$ , ... etc., a los cuales se les llama fonones. Así pues, un fonón es un cuanto de la excitación vibracional del cristal.

De manera análoga, el campo electromagnético puede ser descrito en términos de un conjunto infinito de osciladores armónicos. Los cuantos de la excitación del campo electro-

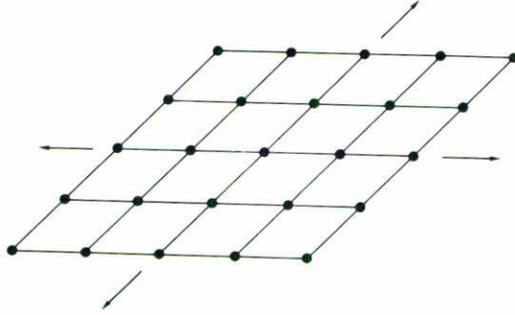


FIGURA 1. Representación gráfica de un cristal bidimensional. Los puntos oscuros representan los átomos en su posición de equilibrio. Se supone que cada uno de estos átomos oscila alrededor de su posición de equilibrio.

magnético son llamados fotones. Por esta razón decimos que el campo electromagnético cuantizado consiste de estados en los cuales hay un número dado de cuantos con energías bien definidas.

Dado que clásicamente el campo electromagnético es el responsable de la interacción entre cargas y dado que el fotón es el cuanto de ese campo, es claro que dentro del marco de la teoría cuántica del campo, éste será el mediador de la interacción entre cargas. De hecho una vez que se desarrolla el formalismo para describir el campo electromagnético con fuentes, se muestra que la interacción entre partículas cargadas se produce a través del intercambio de fotones. Gráficamente esto se representa usando los llamados diagramas de Feynman. En la Fig. 2 se muestran algunas de las contribuciones que describen la interacción de dos partículas cargadas. Obviamente los dos diagramas mostrados en esta figura no se construyen de manera arbitraria, sino que corresponden a una serie perturbativa en la carga del electrón.

Como es de esperarse la descripción más compleja, contiene como caso límite a las más sencillas. Así, por ejemplo, en el caso que acabamos de describir, la interacción clásica entre partículas cargadas (potencial de Coulomb,  $V(r) = e^2/r$ ) se obtiene de calcular el límite no relativista del diagrama mostrado en la Fig. 2.a. Así pues, la teoría cuántica de campo nos proporciona un formalismo en el que es posible calcular de manera sistemática tanto los efectos cuánticos como los relativistas.

Apliquemos ahora el razonamiento desarrollado en la última sección a un sistema nuclear. El más simple a considerar es el estado ligado neutrón-protón que se conoce con el nombre de deuterón. De manera análoga al problema de la interacción electromagnética, aquí podríamos hacer la descripción de la interacción a tres diferentes niveles. Sin embargo, se ha observado que el rango de las fuerzas nucleares es mucho menor que el radio atómico, lo cual excluye un posible tratamiento clásico. Por otra parte, la descripción cuántica requiere el uso de un potencial de interacción. Este, al igual que el potencial de Coulomb, se obtiene de manera fenomenológica y por motivaciones que aparecen posteriormente se

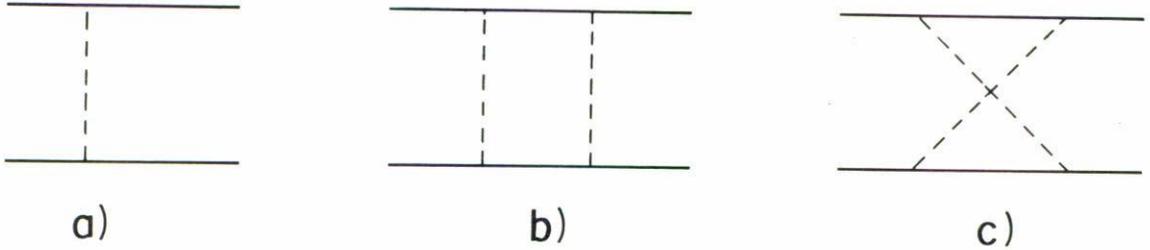


FIGURA 2. Algunos de los diagramas de Feynman que contribuyen a la interacción entre dos partículas cargadas (líneas sólidas). La línea punteada representa un fotón. En el caso de que la interacción considerada sea nuclear, las líneas sólidas representan protones o neutrones y la línea punteada a los piones  $\pi$ .



FIGURA 3. Representación gráfica de la interacción entre las partículas  $A$  y  $B$ . La flecha indica que la partícula  $A$ , emite una partícula de masa  $m$ .

parametriza en la forma

$$V(r) = \sum_i (m_i r)^{-1} \exp(-m_i r). \tag{1}$$

En esta expresión  $r$  es la distancia entre las partículas y  $m_i$  son parámetros que tienen unidades de masa si normalizamos a la unidad la constante de Planck y la velocidad de la luz:  $\hbar = c = 1$ .

Permítasenos ahora considerar un sistema que consiste de dos partículas ( $A$  y  $B$  en la Fig. 3). Supongamos que la partícula  $A$  emite un cuanto de masa  $m$ , entonces la energía del sistema tiene una indeterminación

$$\Delta E = mc^2. \tag{2}$$

Por lo tanto, el tiempo que el cuanto puede existir sin violar el principio de incertidumbre es

$$\Delta t \leq \frac{\hbar}{mc^2}. \tag{3}$$

Durante ese lapso de tiempo, el cuanto podrá recorrer al máximo una distancia  $r$ :

$$r \leq c\Delta t \leq \frac{\hbar}{mc}. \tag{4}$$

Esta sencilla aplicación del principio de incertidumbre nos muestra que el rango de una fuerza es inversamente proporcional a la masa del cuanto que sirve de mediador de la interacción.

Desde el punto de vista de la teoría cuántica de campo debe existir un campo nuclear, los cuantos de las excitaciones de este campo siendo los mediadores de las fuerzas nucleares.

Basado en un razonamiento de esta naturaleza, y en el hecho de que las fuerzas nucleares son de corto alcance, Yukawa [2] predijo la existencia de unas partículas a las cuales llamó mesones  $\pi$ , y el hecho que éstos, en contraste con los fotones, deben ser masivos.

Al igual que en el caso de la interacción electromagnética, es posible obtener un potencial de interacción a partir de la teoría de campo nuclear. Para esto sólo tenemos que reinterpretar los diagramas de la Fig. 2. En el caso presente las líneas sólidas deben representar neutrones y/o protones, mientras que las líneas punteadas representan mesones  $\pi$ . De esta manera se obtiene el potencial de Yukawa [Ec. (1)]. Sin embargo, en este caso surgen problemas adicionales, pues la serie que en el caso de la interacción electromagnéticas era convergente, en el caso nuclear carece de sentido. Nótese, sin embargo, que la descripción de la interacción nuclear interpretada como el intercambio de piones no pierde su significado, lo único que nos indican estos problemas es que la serie perturbativa utilizada no es la adecuada y que debemos buscar alternativas de cálculo.

Aunque los mesones  $\pi$  han sido observados en el laboratorio, los resultados experimentales muestran que no son los únicos mediadores de las interacciones nucleares, sino que existen otros campos y sus cuantos que también contribuyen a la interacción. Esta es la razón por la cual en la parametrización del potencial nuclear aparecen diferentes contribuciones (la suma sobre  $i$ ), caracterizada cada una por la masa  $m_i$  del correspondiente cuanto.

Resumiendo, las interacciones nucleares son de corto alcance y pueden describirse cuánticamente en términos de potenciales fenomenológicos. Alternativamente, desde el punto de vista de la teoría cuántica del campo, esta interacción se debe al intercambio de mesones  $\pi$  y otros mesones más masivos.

Consideremos ahora la situación en que exponemos este sistema nuclear a la acción de la radiación electromagnética. Dado que el campo electromagnético o su cuanto, el fotón, interacciona con las partículas cargadas, entonces en el lenguaje de la teoría de campo decimos que estas partículas serán capaces de absorber o emitir fotones. Sin embargo, si el modelo de Yukawa es correcto, es decir, si en el deuterón hay mesones  $\pi$  que son intercambiados entre el neutrón y el protón, entonces los fotones también pueden ser absorbidos o emitidos por los mesones cargados. Más importante aún, hay regiones

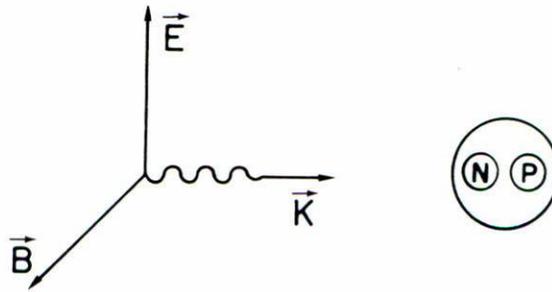


FIGURA 4. Representación gráfica de un campo electromagnético con vector de onda  $\mathbf{k}$  que incide sobre un deuterón (estado ligado de un protón y un neutrón). Dado que el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  es perpendicular a  $\mathbf{k}$ , clásicamente el protón se mueve en la dirección de  $\mathbf{E}$  y, por lo tanto, es imposible que salga en la dirección de  $\mathbf{k}$ .

cinemáticas en las que la interacción de la radiación electromagnética con el protón o el neutrón es nula. Observar absorción o emisión de radiación electromagnética en esas regiones cinemáticas será, por lo tanto, una evidencia de la existencia de los mesones  $\pi$  dentro del deuterón. Es en este sentido que decimos que el fotón sirve como microscopio para observar la interacción nuclear.

Un ejemplo ilustrativo de este hecho es el caso de la fotodesintegración del deuterón. En este proceso el deuterón se desintegra en un neutrón y un protón por la acción de la radiación electromagnética. En la Fig. 4 se muestra una representación gráfica de una onda electromagnética de vector de onda  $k$  que incide sobre el deuterón. Dado que el campo eléctrico es perpendicular al vector de onda  $k$ , la emisión del protón en esa dirección está prohibida. Así pues, uno espera que ésta sea una región cinemática apropiada para ver los efectos del intercambio de los mesones  $\pi$  dentro del núcleo.

Así como este ejemplo sencillo, existen otros en el que el uso de la radiación electromagnética es de gran utilidad para observar la interacción nuclear. Además el uso del campo electromagnético tiene la gran ventaja de ser un instrumento que se conoce detalladamente, ya que existe una teoría de primeros principios que nos permite describir su comportamiento. Esta teoría está basada en principios de simetría que, entre otras, tiene como consecuencia la conservación de la corriente electromagnética [3].

### 3. LIMITACIONES Y PERSPECTIVAS

Consideremos nuevamente la fotodesintegración del deuterón, es decir el fenómeno en el que la radiación electromagnética rompe el estado ligado formado por un neutrón y un protón.

El tratamiento convencional de este proceso consiste, esencialmente, en aplicar la teoría de perturbaciones dependientes del tiempo [4].

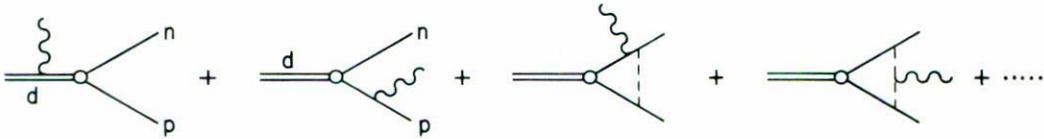


FIGURA 5. Algunos de los diagramas de Feynman que contribuyen a la fotodesintegración del deuterón. La doble línea representa al deuterón, la línea ondulada al fotón, y las otras al neutrón y al protón.

Los pasos a seguir son los siguientes:

- a) Escoger un potencial de interacción neutrón-protón. Resolver la ecuación de Schrödinger y obtener así la función de onda del deuterón.
- b) Determinar de alguna manera los operadores multipolares que intervienen en la aproximación o equivalentemente, buscar una forma sistemática de construir el operador de corriente.
- c) Evaluar los elementos de matriz necesarios.

Es claro que este procedimiento es netamente no relativista. Desde nuestro punto de vista el principal problema que enfrenta es que no ha sido desarrollada hasta ahora una manera sistemática de calcular las correcciones relativistas [5].

Por otra parte, la propiedad fundamental de la radiación electromagnética, a saber, que en su descripción existe la invariancia de norma, es decir, que podemos cambiar de manera arbitraria tanto el potencial escalar  $\phi$  como el potencial vectorial  $\mathbf{A}$  [6], sin que esto afecte a los campos eléctrico  $\mathbf{E}$  y magnético  $\mathbf{B}$ , se traduce en este esquema en una restricción sobre la naturaleza de los multipolos eléctricos. Sin embargo, nada puede concluirse respecto de los llamados multipolos magnéticos.

Existe también la posibilidad de explotar la invariancia de norma en el contexto de la teoría cuántica de campo. Lo que se obtiene en este caso es el llamado teorema de Low, el cual puede resumirse de la siguiente manera.

Aquellos procesos en los que interviene radiación electromagnética pueden describirse considerando un número infinito de diagramas de Feynman, (Fig. 5). Si se pudieran evaluar todos ellos, se asegurará que se incluyen todos los efectos, y se hiciera un desarrollo en serie alrededor de  $\omega = 0$  (con  $\omega$  la energía del fotón) se encontraría

$$M = \frac{T_1}{\omega} + T_2\omega^0 + T_3\omega + \dots \tag{5}$$

Por supuesto que llevar a cabo tal programa es muy difícil y de hecho no es necesario, pues es posible demostrar [7] que usando invariancia de norma se pueden determinar  $T_1$  y  $T_2$  exactamente. De la Ec. (5) es claro que para muy pequeñas energías del fotón, esos primeros dos términos son los dominantes y, por lo tanto, suficientes para describir el proceso en consideración.

Aplicando este método a la fotodesintegración del deuterón, se han obtenido resultados que están en excelente acuerdo con los datos experimentales [8]. Esto nos ha motivado a buscar una conexión entre los dos métodos antes mencionados. Para esto hemos desarrollado un formalismo, el cual nos permite obtener los multipolos eléctricos y magnéticos asociados a un modelo covariante arbitrario, o bien a un conjunto de diagramas de Feynman dado. En particular hemos mostrado que la explotación de la invariancia de norma a nivel de la teoría cuántica de campo conduce a restricciones sobre la naturaleza tanto de los multipolos eléctricos como de los magnéticos [9]. Claramente este resultado sugiere que el tratamiento de la invariancia de norma a nivel de la mecánica cuántica no relativista puede aún ser mejorado.

El marco dentro del cual hemos desarrollado nuestra investigación tiene también severas limitaciones. Entre ellas podemos mencionar que es aplicable sólo para pequeñas energías del fotón y que no existe posibilidad de tomar en cuenta detalles de la estructura del deuterón. Actualmente trabajamos en esa dirección y las perspectivas de trabajo son excelentes, tanto en lo que se refiere al caso particular del deuterón como a las aplicaciones en la fenomenología de la física de altas energías.

#### REFERENCIAS

1. Es importante remarcar que un concepto que es de importancia en nuestra descripción es el de campo. En lugar de entrar en los detalles de su definición, recordaremos que la interacción entre dos cargas se interpreta en términos de campos eléctricos y magnéticos, de igual modo que la interacción entre dos masas se entiende en términos del campo gravitacional.
2. Véase, por ejemplo, D.M. Brink, *Nuclear Forces*, Pergamon Press Ltd. (1965), p. 90.
3. Una explicación de esto al nivel del presente artículo puede encontrarse en J.L. Lucio y A. Zepeda, "Hacia la Unidad de las Fuerzas en el Universo", *Elementos* No. 3 (1985) 15. Editado por la U.A.P.
4. Véase, por ejemplo, R. Sachs, *Nuclear Theory*, Addison Wesley Publishing Co. (1955), p. 232.
5. A. Cambi, B. Mosconi and P. Ricci, *J. Physics* **G10** LII (1984); S.I. Nagorny et al., *Sov. Journal Nucl. Phys.* **44** (1986) 5.
6. Dicho de manera más apropiada, podemos cambiar el cuadripotencial  $A_\mu(\phi, \mathbf{A})$  por una cantidad  $\partial_\mu \Lambda(x)$ , donde la única condición que debe satisfacer  $\Lambda(x)$  es que  $\square \Lambda = 0$ , sin que esto influya en los campos eléctrico  $\mathbf{E}$  y magnético  $\mathbf{B}$ .
7. Para aplicaciones de este teorema a la fotodesintegración del deuterón ver: J. Govaerts, J.L. Lucio Martínez, A. Martínez and J. Pestieau, *Nucl. Phys. A* **368** (1981) 109; J.L. Lucio Martínez, A. Martínez and J. Pestieau, *Il Nuovo Cimento* **89** (1985) 292.
8. A. Zieger, P. Greuer and B. Ziegler, *Few Body Systems* **1** (1986) 135.
9. J.J. Alvarado and J.L. Lucio. "Relativistic Gauge Invariance and the Multipole Amplitudes of  $D(\gamma, N)P$ ". Enviado para publicación.