

EFECTO FOTONUCLEAR PARA UN DEUTERON CON CENTRO REPULSIVO*

M. L. Rustgi

Louisiana State University, Baton Rouge, Louisiana, U.S.A.

(Recibido: Junio 3, 1957)

RESUMEN

An analytic result is given for the electric dipole contribution to the deuteron photoeffect cross section, for a central Serber force containing an r^{-2} repulsive core. A comparison between calculations and experiment indicates that for energies greater than 60 Mev other effects like the interaction in the final state and mesonic effects are of more importance than the inclusion of this repulsive core. Sum rule calculations are also discussed.

Varios autores¹⁻⁴ han obtenido expresiones analíticas para la sección del efecto fotonuclear del deuterón con diferentes formas del potencial neutron-protón. Análisis recientes de los datos obtenidos en Berkeley sobre la dispersión protón-protón⁵, así como un trabajo de Jastrow⁶ y Levy⁷ han indicado la importancia de un centro repulsivo en el potencial neutrón-protón. Austern⁸ ya ha calculado el efec-

* Subvencionado por el National Science Foundation.

to fotonuclear para un deuterón con un centro repulsivo infinito de radio R , y encuentra un aumento moderado en la sección en la zona de energía desde 50 a 150 Mev.

En este trabajo incluiremos el efecto de una repulsión de corto alcance en el potencial neutrón-protón, y obtendremos la sección de una manera analítica simple. Como en las referencias 1-4 y 8, supondremos un potencial central del tipo de Serber. Además, despreciaremos los efectos mesónicos que son de gran importancia para energías arriba del umbral de producción fotomesónica.

Generalizamos la función de onda de Hulthén, y su potencial correspondiente, tomando la función de onda radial $u = r\Psi/N$ de la forma

$$u(r) = \exp(-\gamma r) - \exp(-\beta' r) - (\beta' - \gamma) r \exp(-\beta' r) . \quad (1)$$

La substitución dentro de la ecuación de onda nos da el potencial

$$V(r) = -(\hbar^2/M)(\beta' - \gamma)^2 [-1 + (\beta' + \gamma)r] \{ \exp[(\beta' - \gamma)r] - 1 - (\beta' - \gamma)r \}^{-1} . \quad (2)$$

Aquí $\gamma = (M\epsilon/\hbar^2)^{1/2}$, mientras que β' está determinada por el alcance efectivo. El valor $r_0(-\epsilon, -\epsilon) = 1.79$ fermis da

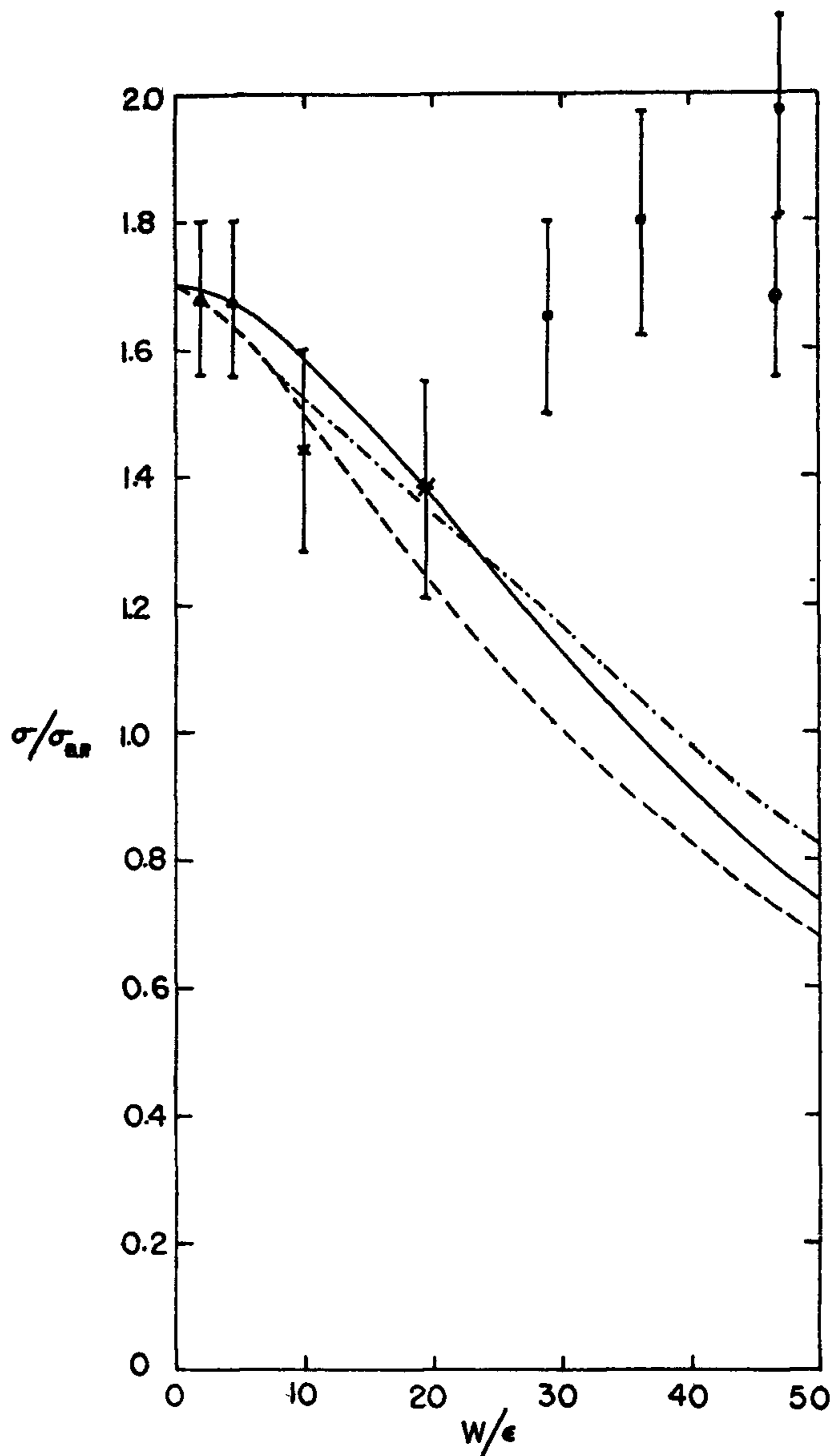
$$\beta' = 10.53 \gamma = 2.439 \text{ fermis}^{-1} . \quad (3)$$

La constante N de normalización está expresada en términos de r_0 .

$$N^2 = [2\gamma/(1 - \gamma r_0)] . \quad (4)$$

El potencial V cambia su signo alrededor de los 0.38 fermis, siendo proporcional a r^{-2} a distancias cortas; mientras que la función de onda u va como r^2 cerca del origen.

Representamos la partícula saliente por una onda plana. Encontramos entonces que la razón de la sección total σ_{RC} para la fotodesintegración debida al dipolo eléctrico a la sección σ_{BP} de Bethe-Peierls es:



Sección para el efecto fotonuclear del deuterón

La razón de la sección fotonuclear a la sección σ_{BP} de Bethe-Peierls está trazada como función de la energía W del fotón en unidades de la energía de amarre ϵ . La curva sólida muestra los resultados de este trabajo; la curva de guiones muestra los resultados para un potencial de Hulthén (referencias 2-4), mientras que la curva de puntos y guiones muestra el resultado de Hulthén para un centro repulsivo de radio de 0.4 fermis (referencia 8). Los datos experimentales son: triángulos, Wilkinson et al (referencia 10); estrellas, Allen (referencia 11), cuadrados, Whalin et al (referencia 12), y círculos, Keck y Tollestrup, (referencia 13).

$$\sigma_{RC}/\sigma_{BP} = (1 - \gamma r_0)^{-1} \left\{ 1 - [(\gamma^2 + k^2)^2 / (\beta'^2 + k^2)^2] - \right. \\ \left. - [4\beta'(\beta' - \gamma)(\gamma^2 + k^2)^2 / (\beta'^2 + k^2)^3] \right\}^2 \quad (5)$$

Aquí el factor $(1 - \gamma r_0)^{-1}$ es la corrección usual de alcance efectivo que viene de la normalización; mientras que los dos primeros términos en el paréntesis cuadrado son los mismos²⁻⁴ que para un potencial de Hulthén. (Nótese que β para una función de onda de Hulthén debe tener un valor diferente del de β' para una función de onda de centro repulsivo).

La figura 1 muestra tres diferentes secciones calculadas, así como datos experimentales¹⁰⁻¹³, todos ellos relativos a la sección de Bethe-Peierls. La curva mas baja es la sección de Hulthén²⁻⁴. Vemos que el centro repulsivo del tipo r^{-2} supuesto aquí, da resultados parecidos a los de Austern⁸ para un centro repulsivo infinito de radio 0.4 fermis. Las tres curvas calculadas están de acuerdo con experimentos hasta energías del orden de 20 veces la energía umbral ϵ ; pero experimentos a energías de 30 ϵ a 50 ϵ nos dan secciones mucho mas altas que los valores calculados. La discrepancia entre los cálculos y el experimento se reduce, pero es aún significativa, si empleamos los valores de Austern para un centro repulsivo de radio 0.8 fermis. Por ejemplo, a una energía de fotón de 40 ϵ , las tres curvas dan σ/σ_{BP} de cerca de 0.9; un centro repulsivo de radio 0.8 fermis da σ/σ_{BP} de cerca de 1.3; mientras que los datos experimentales^{12, 13} dan σ/σ_{BP} de cerca de 1.85). Concluimos que los experimentos efectuados hasta el presente, para energías de 20 ϵ o menores, no pueden distinguir entre potenciales con y sin centro repulsivo, ya que la sección solo cambia un 10% como máximo.

Al comparar los resultados de la sección pesada para el bremsstrahlung $E - 1$ ($\sigma_b = \int (\sigma/w) dw$) para los mismos valores del alcance efectivo r_0 ($-\epsilon, -\epsilon$) = 1.79×10^{-13} cm., encontramos que¹⁴

$$\frac{\sigma_b \text{ (centro repulsivo)}}{\sigma_b \text{ (Hulthén)}} = 1.00$$

En otras palabras, la sección pesada del bremsstrahlung no cambia debido a la introducción de este centro repulsivo; pero ambas σ_b (centro repulsivo) y σ_b (Hulthén) están en buen acuerdo con el valor experimental ¹⁵ $\sigma_b = 3.7$ mb.

Hemos calculado también la sección integrada $\sigma_{int} = \int \sigma dw$ para las funciones de onda de Hulthén y de centro repulsivo. Para la función de onda de Hulthén encontramos

$$\begin{aligned}\sigma_{int} &= \int \sigma dw = \frac{\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{M(x+y) N^2}{\hbar^2} \int u^* V r^2 u dr \right] = \\ &= \frac{\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \left[1 + \frac{4}{3} \frac{(\beta^2/\gamma^2 - 1)(x+y)}{(1-\gamma r_0)} \left\{ \frac{2}{(1+\beta/\gamma)^3} - \frac{1}{4(\beta/\gamma)^3} \right\} \right] = \\ &= 30 [1 + 0.37 (x+y)] \text{ Mev} - \text{mb.}\end{aligned}$$

Aquí x e y indican la proporción de las fuerzas del tipo Majorana y Heisenberg, y $\beta = 5.83 \gamma$ tal como se determina del alcance efectivo. Un cálculo parecido con la función de onda para el centro repulsivo empleado en este trabajo nos da

$$\begin{aligned}\sigma_{int} &= \int \sigma dw = \\ &= \frac{\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \left[1 + \frac{4}{3} \frac{(\beta'/\gamma - 1)^2 (x+y)}{(1-\gamma r_0)} \left\{ \frac{4}{(1+\beta'/\gamma)^3} - \frac{1}{2(\beta'/\gamma)^3} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{3}{4} \frac{1}{(\beta'/\gamma)^4} + \frac{3}{4} \frac{1}{(\beta'/\gamma)^5} \right\} \right] = \\ &= 30 [1 + 0.4 (x+y)] \text{ Mev} - \text{mb.}\end{aligned}$$

de donde obtenemos 37.6, 39.6 y 41.2 Mev-mb para fuerzas de Serber, Rosenfeld e Inglis respectivamente. Estos tres valores están en razonable acuerdo con el valor experimental ¹⁵ de 38 Mev-mb para transiciones $E - 1$ integradas hasta 155 Mev. Ya que σ_{int} depende de las interacciones en el estado final, vemos que la sección para altas energías es afectada apreciablemente por estas interacciones. |

Desearíamos también hacer notar que el desacuerdo serio entre los cálculos

y el experimento en la figura 1 para energías de fotones mayores que 30 e , muestra otros efectos no considerados aquí (por ejemplo, interacción en el estado final y/o efectos mesónicos¹⁶) son mas importantes que la inclusión de este pequeño centro repulsivo en un potencial central del tipo de Serber.

AGRADECIMIENTOS

El autor desea expresar su gratitud al Prof. J. S. Levinger por su continuo interés en este problema. También agradece al Prof. R. E. Peierls su interesante discusión sobre la existencia de un centro repulsivo en el potencial entre dos nucleones, y al Sr. K. Okamoto por su ayuda en los cálculos numéricos.

REFERENCIAS

- 1) H. A. Bethe y R. E. Peierls, Proc.Roy.Soc. **A148**, (1935), 146.
- 2) J. S. Levinger, Phys.Rev. **76**, (1949), 699.
- 3) L. I. Schiff, Phys.Rev. **78**, (1950), 738.
- 4) J. F. Marshall y E. Guth, Phys.Rev. **78**, (1950), 738.
- 5) R. T. Ypsilantis, Reporte de la Sexta Conferencia Anual de Rochester (1956)
- 6) R. Jastrow, Phys.Rev. **81**, (1951), 165.
- 7) M. Levy, Phys.Rev. **88**, (1952), 725.
- 8) N. Austern, Phys.Rev. **88**, (1952), 1207.
- 9) E. Salpeter, Phys.Rev. **82**, (1951), 60.
- 10) C. A. Barnes, J. H. Carver, G. H. Stafford y D. H. Wilkinson, Phys.Rev. **86**, (1952), 359.

- 11) L. Allen, *Phys.Rev.* **98**, (1955), 705.
- 12) E. A. Whalin, B. D. Schrieffer, y A. O, Hanson, *Phys.Rev.* **101**, (1956), 377.
- 13) J. C. Keck y A. V. Tollestrop, *Phys.Rev.* **101**, (1956), 360.
- 14) M. L. Rustgi, *Tesis Doctoral*, Enero 1957, Louisiana State University.
- 15) J. S. Levinger, *Phys.Rev.* **97**, (1955).
- 16) R. R. Wilson, *Phys.Rev.* **104**, (1956), 218.

Esta página está intencionalmente en blanco