the general science journal

Sobre la "anomalía" del momento magnético del electrón

André Michaud
Service de Recherche Pédagogique

➔ Click here for English version
➔ Cliquer ici pour version française
➔ Hier anklicken für die Deutsche Fassung

Resumen:

Se puede demostrar que la diferencia entre el valor experimental del momento magnético del electrón y el del magnetón de Bohr se debe a la deriva magnética de la energía portadora del electrón que se induce en el radio de giro del estado básico del átomo de hidrógeno, lo que corresponde al hecho de que el electrón se ve obligado a moverse cambiando constantemente de dirección en una órbita cerrada alrededor del núcleo en un átomo de hidrógeno aislado en lugar de moverse en línea recta.

Este artículo se publicó en 2013 en la revista *International Journal of Engineering Research and Development*:

Michaud, A. (2013) *On the Electron Magnetic Moment "Anomaly"*. International Journal of Engineering Research and Development. e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X. Volume 7, Issue 3 (May 2013), PP. 21-25.

http://ijerd.com/paper/vol7-issue3/E0703021025.pdf

Otros artículos en el mismo proyecto

INDEX - Mecánica electromagnética (El modelo de los 3-espacios)

Aquí está la traducción al español de este artículo:

E-ISSN: 2278-067X, P-ISSN: 2278-800X, WWW.IJERD.COM

VOLUME 7, ISSUE 3 (MAY 2013), PP. 21-25

Sobre la "anomalía" del momento magnético del electrón

André Michaud
SRP Inc Service de Recherche Pédagogique Québec Canada

Resumen:- Se puede demostrar que la diferencia entre el valor experimental del momento magnético del electrón y el del magnetón de Bohr se debe a la deriva magnética de la energía portadora del electrón que se induce en el radio de giro del estado básico del átomo de hidrógeno, lo que corresponde al hecho de que el electrón se ve obligado a moverse cambiando constantemente de dirección en una órbita cerrada alrededor del núcleo en un átomo de hidrógeno aislado en lugar de moverse en línea recta.

Palabras claves:- Densidad de energía, radio de giro, magnetón de Bohr, anomalía del momento magnético, movimiento circular, movimiento rectilíneo, factor g del electrón, deriva magnética, primeros principios, átomo de hidrógeno aislado.

I. Movimiento en línea recta y densidades de energía eléctrica y magnética iguales

Resumamos primero los distintos elementos que hay que tener en cuenta para resolver la cuestión de la diferencia aún no explicada y considerada como una anomalía en la física clásica, entre el magnetón de Bohr obtenido teóricamente y el "momento magnético del electrón" medido experimentalmente.

Se ha comprobado en un trabajo anterior, ([1], Ecuación (35) y nota a pie de página asociada), que la igualdad de las densidades locales de energía eléctrica y magnética impone un movimiento rectilíneo a los fotones localizados en movimiento libre y también a las partículas elementales masivas, según la teoría de Maxwell.

El valor del magnetón de Bohr (μ_B) se obtiene a partir de la ecuación del momento giromagnético teórico del electrón, es decir, :

$$\frac{e}{m_0} = \frac{\mu_B}{S_z}, \quad \text{donde } S_z = h/4\pi, \quad \text{es decir} \quad \mu_B = \frac{eh}{4\pi m_o} = 9.27400899E - 24\ \mathrm{J/T} \qquad (1)$$

También hemos determinado en la Referencia [1] que el campo magnético de un quantum de energía igual al inducido en la órbita en reposo de Bohr ([1], Ecuación (18)) implica exactamente la mitad de la energía inducida a esa distancia del núcleo ([1], Ecuaciones (26) y (27), y nota a pie de página asociada), lo que significa que el magnetón de Bohr (μ_B)

no puede ser una propiedad del propio electrón, sino una propiedad de su energía portadora inducida en el radio de giro de Bohr.

Sin embargo, la geometría del espacio maxwelliano extendida a 3 espacios [3] revela que esta energía magnética sólo puede oscilar en su frecuencia energética nominal entre un estado eléctrico y uno magnético, un estado magnético cuyo momento puede medirse experimentalmente.

Para el movimiento en línea recta, ya sea como fotones libres o como energía portadora de partículas masivas, esta energía que oscila cíclicamente cambiará completamente de un estado a otro en cada ciclo, lo que garantiza una densidad de energía local igual para los aspectos eléctrico y magnético durante cada ciclo en este modelo, que a su vez es la condición obligatoria para el movimiento rectilíneo de la energía libre en movimiento, como lo demuestra la 4ª ecuación de Maxwell, y también el movimiento rectilíneo de las partículas cargadas masivas, como lo demuestra la ecuación de Lorentz, respectivamente resumida por las dos ecuaciones siguientes:

$$c = \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{B}} \text{ de la 4ª ecuación de Maxwell, y } v = \frac{\mathbf{E}}{\mathbf{B}} \text{ de la Ecuación de Lorentz} \qquad (2)$$

También hemos comprobado ([1], Ecuación (33)) que el campo magnético teórico del cuanto de energía inducido en la órbita de Bohr se puede calcular con la ecuación :

$$\mathbf{B}_0 = \frac{\mu_0 \pi e c}{\alpha^3 \lambda^2} \qquad (3)$$

y que la relación entre este campo magnético y el magnetón teórico de Bohr viene dada por la ecuación ([1], Ecuación (25)) :

$$\mathbf{B}_0 = E / 2\mu_{\mathbf{B}} = 235051.735 \text{ T} \qquad (4)$$

donde la energía E es, por supuesto, la energía de la órbita de reposo de Bohr (4,35974377E-18 julios) y el magnetón de Bohr es, por supuesto, igual a 9,27400899E-24 J/T como se calcula con la Ecuación (1).

II. El movimiento circular y el magnetón de Bohr

La gran pregunta que se plantea ahora es la siguiente:

¿Cómo es posible que el magnetón de Bohr, que teóricamente supone que un electrón **que se mueve en una órbita circular cerrada** alrededor del núcleo, pueda equipararse al campo magnético de un electrón libre **que se mueve en línea recta** con la misma energía?

En 1909, Samuel Jackson Barnett [4] descubrió que si una varilla de material ferromagnético desmagnetizado se suspende de un alambre fino y se hace a girar por cualquier medio mecánico, la varilla se magnetiza y la intensidad del campo magnético macroscópico resultante sigue siendo directamente proporcional a la velocidad angular de la varilla a medida que se varía esta velocidad.

Hemos analizado en la Referencia [5] que esto sólo puede deberse a que la energía cinética del momento de cada electrón no pareado en la varilla desmagnetizada se alinea ortogonalmente al eje de rotación proporcionado por el cable de soporte, Esto hace que los campos magnéticos locales asociados a cada componente de la energía cinética de momento que sostiene el movimiento circular de traslación de cada uno de estos electrones se alineen paralelamente entre sí de forma perpendicular a esta dirección común de movimiento y, por tanto, se sumen para ser detectables de forma aditiva a nivel macroscópico y, lógicamente, se intensifiquen a medida que aumenta su velocidad y, por tanto, su energía.

III. Movimiento circular y densidades de energía de los campos desiguales

Por otra parte, en la comunidad de los aceleradores de partículas circulares se entiende bien ([6], p. 43) que cuando se obliga a un electrón a moverse en un campo magnético que no está contrarrestado por un campo eléctrico de la misma densidad de energía, empezará a moverse en un círculo y si el campo magnético se incrementa aún más, el radio de ese círculo disminuirá aún más.

La ecuación relativista fundamental utilizada en todos los aceleradores de circuito cerrado de alta energía existentes, incluido el LHC recientemente activado, es la siguiente

$$q v \mathbf{B}_o = \gamma \frac{m_o v^2}{r_o} \tag{5}$$

De donde surge la ecuación del radio de la órbita magnética de la partícula (llamada radio de giro):

$$r_o = \gamma \frac{m_o v}{q \mathbf{B}_o} \tag{6}$$

El efecto Barnett confirma efectivamente que cuando los electrones son forzados a moverse en un círculo, generan un campo magnético que, por definición, no será contrarrestado por un campo eléctrico de igual densidad de energía, ya que la igualdad local de las densidades de energía de los campos eléctrico y magnético resultaría necesariamente en un movimiento en línea recta de las cargas en cuestión, y que este campo magnético aumentará a medida que la velocidad de traslación del electrón (y por lo tanto de la energía portadora asociada) se incremente.

Entonces, ¿por qué no se aplicaría el mismo efecto Barnett a un solo electrón obligado a moverse en círculo alrededor de un protón aislado (por ejemplo, en un átomo de hidrógeno aislado)?

¿Qué sabemos sobre el momento magnético del electrón fuera del magnetón de Bohr, que se calcula a partir de la teoría (Ecuación (1))? Sabemos, gracias a las mediciones experimentales realizadas desde la década de 1930, que el momento magnético real del electrón en el orbital de reposo del atomo de hidrógeno es significativamente mayor que el magnetón de Bohr.

Qué sorpresa, a la luz de todas estas consideraciones, que el momento magnético real del electrón en el orbital de reposo del átomo de hidrógeno sea mayor que el magnetón de Bohr, ya que hemos comprobado en la Referencia [1] que el magnetón de Bohr calculado teóricamente implica implícitamente densidades de energía eléctrica y magnética iguales **asociadas al movimiento rectilíneo** de un electrón que tiene la misma energía que la energía del estado básico del átomo de Bohr, ¡en flagrante contradicción con el estado del electrón cautivo real en el estado básico de un átomo de hidrógeno aislado **que se ve obligado a moverse en círculo**!

La diferencia entre el valor del magnetón de Bohr y el valor experimental se suele representar mediante un ratio entre este último y el primero. El valor actualmente aceptado para esta relación, denominada "**anomalía del momento magnético de los electrones**" ([2], p.1-3) es de aproximadamente :

$$\frac{\mu_e}{\mu_B} = 1.001159653 \tag{7}$$

que establece el valor actual ([2], p.1-3) del momento magnético del electrón verificado experimentalmente en:

$$\mu_e = 1.00115965\ \ 3 \times \mu_B = 9.28476362\ \ \mathrm{E} - 24\ \mathrm{J/T} \tag{8}$$

IV. IV. El factor g del electrón

El momento magnético del electrón (**μ_e**) se calcula actualmente a partir de la ecuación clásica del momento giromagnético mencionada anteriormente (1), modificada por la introducción del **factor g del electrón**, cuya definición escapa al alcance de este texto, y cuyo valor, fijado teóricamente en 2, se corrige además finamente de forma *ad hoc* en g/2 =1,001159653 para tener en cuenta con la mayor precisión posible el valor de **μ_e** medido experimentalmente:

$$\mu_e = \frac{g}{2}\frac{eh}{4\pi m_o} = 9.28476362\mathrm{E} - 24\ \mathrm{J/T} \tag{9}$$

Hay que tener en cuenta que este ratio es aproximado hasta cierto punto, ya que sólo puede medirse de forma muy indirecta e implica valores para todos los subestados hiperfinos del estado básico de los átomos de hidrógeno y deuterio. Por ejemplo, el artículo de Julian Schwinger de 1947 sobre este tema [7] lo estima en 1,001162.

Más recientemente, en la Referencia [8], es decir, en 2006, el **factor g/2** se fijó en 1,00115965218 utilizando un método diferente. Por lo tanto, cualquier valor en este rango es probable que sea físicamente aplicable al estado real o a un valor medio del estado básico, dependiendo de las circunstancias particulares de la medición.

V. Densidad de energía magnética local más alta para un movimiento circular

Este mayor momento magnético medido, asociado al hecho de que el electrón aislado en estado básico del átomo de hidrógeno sólo puede moverse en una órbita cerrada, independientemente de la incertidumbre de su posición en todo momento dado, revela obviamente que el campo magnético de la energía portadora de este electrón implicará una mayor densidad de energía portadora magnética que su densidad de energía portadora eléctrica, ya que sabemos que la igualdad implicaría necesariamente un movimiento rectilíneo del electrón.

VI. Campo eléctrico local más débil en caso de movimiento circular

Esto significa que la energía del campo magnético de la energía portadora del electrón aumentará mientras que la del campo eléctrico correspondiente disminuirá proporcionalmente para tener en cuenta el hecho físico de que el electrón se ve obligado a moverse en un círculo cerrado, mientras que la cantidad total media de energía portadora en la órbita de Bohr debe permanecer invariable, ya que esta cantidad total sólo depende de la distancia media al núcleo.

VII. El factor g de deriva magnética de los electrones es una cantidad *ad hoc*

Subrayemos aquí que el factor g del electrón, al ser una cantidad ad hoc, **no se calcula a partir de los primeros principios**, ya que se establece únicamente comparando el magnetón del electrón medido experimentalmente con el magnetón teórico de Bohr. Esto significa, a su vez, que hasta ahora ninguna teoría ha sido capaz de relacionar la deriva magnética observada asociada al movimiento circular de las partículas elementales con los primeros principios.

Sin embargo, el modelo de los 3 espacios proporciona muchas razones para concluir que esta deriva energética forzada del estado eléctrico al magnético de la energía portadora de las partículas masivas atrapadas en órbitas circulares está directamente relacionada con, y varía con, la distancia entre las partículas cargadas que interactúan. En otras palabras, en concordancia con la observación, cuanto más estrecho sea el círculo cerrado en el que se ve obligado a participar un electrón, mayor será la deriva de la energía del ciclo de su fotón portador desde su estado eléctrico al magnético.

VIII. Deriva magnética debida a un movimiento circular, o debida a la distancia al núcleo, según los primeros principios

Veremos más adelante que la Ecuación (33b) del trabajo anterior [9], que utiliza los niveles de energía relacionados con la distancia, o la Ecuación (49) del mismo trabajo, que utiliza las longitudes de onda de las energías correspondientes, permiten calcular un valor **a partir de los primeros principios** en el rango apropiado sin necesidad de un factor corrector ad hoc, ya que ambas ecuaciones se derivaron a partir de los primeros principios. Nótese que la Ecuación (55) derivada de la relatividad especial en la Referencia [1] es idéntica a la Ecuación (49) derivada del modelo de los tres espacios en la Referencia [9].

Las dos Ecuaciones (33b) y (49) de la Referencia [9] permiten en realidad el cálculo de un ratio de deriva de energía efectiva hacia el estado magnético para todo el rango de posibles distancias de interacción hasta e incluyendo las de los quarks arriba y abajo dentro de los nucleones, proporcionando así quizás un método teórico directo para explicar la deriva de la carga unitaria del electrón hacia las cargas fraccionarias de los quarks arriba y abajo ([10], Capítulo 17) y la relación de deriva de la energía de sus fotones-portadores locales hacia sus respectivos campos magnéticos, lo que podría permitir un cálculo preciso del momento magnético observado de los nucleones, como haremos en la Referencia [12].

Ahora bien, ¿por qué podrían estas ecuaciones proporcionar un tal ratio?

Consideremos que ya proporcionan un ratio de la velocidad relativista real de una partícula masiva con respecto a la velocidad de la luz, calculado a partir de la longitud de onda absoluta de la energía relacionada con la distancia orbital que cubriría un electrón alrededor de un núcleo de hidrógeno aislado si orbitara en el radio de Bohr, que es la distancia media de presencia del orbital ocupado por la energía del electrón en el estado básico del átomo de hidrógeno aislado. Consideremos, por ejemplo, la Ecuación (49) de la Referencia [9], que reproducimos aquí:

$$\frac{v}{c} = \frac{\sqrt{\lambda_C(4\lambda + \lambda_C)}}{(2\lambda + \lambda_C)} \tag{10}$$

donde λ_C es la longitud de onda de Compton del electrón y λ será aquí la longitud de onda absoluta de la energía-portadora del electrón en la órbita de Bohr.

O la Ecuación (33b) del mismo artículo

$$\frac{v}{c} = \frac{\sqrt{4EK + K^2}}{2E + K} \tag{11}$$

donde E es la energía cautiva de la masa en reposo del electrón y K es la energía cinética inducida en la distancia entre la órbita del electrón y el núcleo (aquí, el radio de Bohr como distancia media).

La relación directa entre este ratio de velocidades y el momento magnético del electrón es que la velocidad implicada es la velocidad relativista real que tendría un electrón libre al moverse en línea recta, cuando las densidades de energía son iguales para los campos eléctrico y magnético de su energía portadora, como se analiza en la Referencia [1], cuando tiene una energía exactamente igual a la inducida en cualquier radio de giro dado alrededor del núcleo de un átomo de hidrógeno.

Veremos ahora que dividiendo cualquiera de estas ecuaciones por $\boldsymbol{2\pi}$ para implicar una relación perpendicular a la dirección del movimiento del electrón, como un radio de giro lo es a la dirección del movimiento del electrón en una órbita circular, proporcionará un ratio en el rango exacto de valores del factor g *ad hoc* del electrón.

Calculemos ahora el ratio de deriva magnética media para el estado básico del hidrógeno utilizando la Ecuación (10), donde λ_C = 2,426310215E-12 m es la longitud de onda absoluta de la energía de la masa en reposo del electrón y λ = 4,556335256E-8 m es la longitud de onda absoluta de la energía inducida en el electrón en el radio de Bohr (en este ejemplo, la energía en el radio de giro de Bohr).

$$\text{deriva\_magnética} = \frac{\delta\mu}{\mu_B} = \frac{\sqrt{\lambda_C(4\lambda + \lambda_C)}}{2\pi(2\lambda + \lambda_C)} = 1.161386535\,\mathrm{E}-3 \tag{12}$$

Utilizando la longitud de onda absoluta apropiada de la energía portadora media de cada orbital que puede ocupar un electrón en cualquier átomo, se obtendrá el ratio de deriva magnética apropiado para el radio de giro particular considerado, permitiendo el cálculo de la

deriva magnética de la energía portadora local correspondiente en función de ese radio orbital y del **campo eléctrico reducido** asociado a la energía portadora de ese electrón.

$$\mathbf{B}_d = \mathbf{B}_0 \text{ x } (1 + \text{deriva\_magnética})=235324.3134 \text{ T} \quad (13)$$

En otras palabras, dado que la mitad de la energía portadora de un electrón oscila entre los estados eléctrico y magnético durante cada ciclo, parte de ella se verá impedida por la restricción debida a la rotación en circuito cerrado de pasar completamente al estado eléctrico. Así, durante cada ciclo, la energía media que compone el campo magnético local de la energía portadora será igual a **(E/2) x (1 + deriva_magnética)** y la energía media que compone el campo eléctrico local correspondiente será **E - [(E/2) x (1 + deriva_magnética)]**, esta diferencia en las densidades de energía media resultantes entre los estados eléctrico y magnético locales asocia entonces directamente la deriva magnética con ese radio de giro particular.

Alternativamente, se puede utilizar la ecuación recíproca [11] utilizando la energía para cubrir el mismo rango completo de posibles ratios de deriva magnética, donde E= 8,18710414E-14 julios es la energía que constituye la masa en reposo del electrón y K = 4,359743805E-18 julios es la energía portadora del electrón (en este ejemplo, la energía en el radio de giro de Bohr)

$$\text{dériva\_magnética} = \frac{\delta\mu}{\mu_B} = \frac{\sqrt{4EK + K^2}}{2\pi(2E+K)} = 1.161386535\text{E-3} \quad (14)$$

Ahora, el campo magnético aumentado ($\mathbf{B}_d$) de la Ecuación (13) que debe existir físicamente en el radio de Bohr debido al movimiento circular en una órbita cerrada involucrada, se observa claramente que está aumentado más allá del valor que tendría si el electrón se moviera en línea recta con la misma energía. De hecho, este campo magnético aumentado es igual al de un fotón libre o portador de energía superior que se desplazaría en línea recta, de hecho, una energía mayor cuyo campo magnético constituiría exactamente la mitad del complemento de energía total de ese fotón de energía superior al desplazarse en línea recta.

Pero como el cálculo del momento magnético correspondiente del electrón ($\boldsymbol{\mu}_e$) requiere el uso de la energía correspondiente al campo magnético aumentado y esta energía corresponde a la mitad de la energía de este fotón de mayor energía, necesitamos calcular la energía de este fotón de mayor energía antes de continuar.

La Ecuación (3) nos proporciona la clave de este cálculo ya que la única variable que interviene es la longitud de onda del campo magnético aumentado. Así,

$$\text{desde } \mathbf{B}_d = \frac{\mu_0 \pi e c}{\alpha^3 \lambda^2} \text{ definimos } \lambda = \sqrt{\frac{\mu_0 \pi e c}{\alpha^3 \mathbf{B}_d}} \quad (15)$$

Y dado que E=hc/λ , podemos escribir

$$E = h\sqrt{\frac{c\,\alpha^3\,\mathbf{B}_d}{\mu_0\,\pi\,e}} \quad (16)$$

Así, a partir de la teoría, y sin utilizar una constante ad hoc, obtenemos ahora el siguiente valor para el momento magnético del electrón en el radio de Bohr:

$$\mu_{er_0} = \mu_B \times 1.00116138653 = 9.284779694\text{E}-24\text{J/T} \quad (17)$$

que está justo fuera del factor de incertidumbre establecido de 4,0E-6 del valor medido de 9,28476362 E-24 J/T.

IX. Derivación de la constante de estructura fina (α) a partir de la teoría

Mejor aún, la derivación a partir de los primeros principios actualmente aceptados del llamado *momento magnético anómalo del electrón* fue establecida originalmente por Julian Schwinger en 1948 como igual a la constante de estructura fina dividida por **2π** [7], pero no se relacionó en ese momento con la deriva magnética descrita en este articulo:

$$\text{deriva\_magnética} = \frac{\alpha}{2\pi} = 1.161409727\text{E}-3 \tag{18}$$

Esto estableció el *momento magnético anómalo del electrón* como una constante, mientras que acabamos de descubrir que es sólo uno de los muchos valores posibles, siendo éste la *deriva magnética variable* específica de la energía magnética del fotón-portador del electrón en el radio de giro específico del orbital de reposo medio del átomo de hidrógeno.

Comparando el valor obtenido a partir de la Ecuación (18) con el último valor experimental obtenido en 2006 [11], que fija el factor g/2 en 1+ 1,15965218E-3, se observa que el valor obtenido por esta metodología totalmente diferente de las ecuaciones electromagnéticas (12) y (14) de 1,161386535E-3 es casi idéntico al obtenido por Schwinger, es decir, es 2,319211E-8 de $\alpha/2\pi$. Pero la diferencia entre estos valores obtenidos por la teoría y la medición experimental real está aún por explicar.

Lo que esta identidad del resultado de Schwinger con el de las ecuaciones (12) y (14) significa, de hecho, es que cuando la longitud de onda de Compton del electrón y la longitud de onda de la energía adiabática inducida para el electrón a la distancia media de su orbital de reposo en un átomo de hidrógeno aislado se utilizan para resolver la ecuación (10), obtenemos el valor exacto de la constante de estructura fina:

$$\alpha = \frac{\sqrt{\lambda_C(4\lambda + \lambda_C)}}{(2\lambda + \lambda_C)} = 7.297206813\text{E}-3 \tag{19}$$

Del mismo modo, cuando se utiliza la energía de la masa en reposo del electrón y la energía portadora del electrón en el orbital medio del estado básico de un átomo de hidrógeno aislado para resolver la Ecuación (11), obtenemos exactamente el mismo resultado:

$$\alpha = \frac{\sqrt{4\text{EK} + \text{K}^2}}{2\text{E} + \text{K}} = 7297206813\text{E}-3 \tag{20}$$

Dado que la longitud de onda de Compton del electrón es una constante relacionada con la invariabilidad energética de la masa en reposo del electrón, el nivel de energía adiabática en exceso se convierte en la única variable de la ecuación, y puede representar *de facto* el nivel de energía de cualquier orbital de un átomo, para permitir que se calcule su deriva magnética específica mediante la Ecuación (12) o la Ecuación (14).

X. Conclusiones

Como observación final, observamos que la expresión "**momento magnético del electrón**" es bastante errónea, ya que su valor se refiere específicamente a la energía portadora adiabática inducida en el electrón cautivo en equilibrio electromagnético en el orbital de reposo del átomo de hidrógeno aislado, es decir, la energía del fotón-portador del electrón, y debería denominarse en consecuencia.

Por lo tanto, se puede concluir que el momento magnético llamado "del electrón" es sólo un estado discreto de la gama de todos los valores posibles de los momentos magnéticos de la energía portadora del electrón que dependen directamente del radio de giro del electrón dentro de los átomos.

XI. Referencias

Michaud, A. (2007) *Field Equations for Localized Individual Photons and Relativistic Field Equations for Localized Moving Massive Particles,* International IFNA-ANS Journal, No. 2 (28), Vol. 13, 2007, p. 123-140, Kazan State University, Kazan, Russia.
https://www.researchgate.net/publication/282646291_Field_Equations_for_Localized_Photons_and_Relativistic_Field_Equations_for_Localized_Moving_Massive_Particles

LIde, D.R. Lide, Editor-in-chief. (2003) *CRC Handbook of Chemistry and Physics.* 84th Edition 2003-2004, CRC Press, New York. 2003.

Michaud, A. (2013) *The Expanded Maxwellian Space Geometry and the Photon Fundamental LC Equation.* International Journal of Engineering Research and Development **e**-ISSN: 2278-067X, **p**-ISSN: 2278-800X, Volume 6, Issue 8 (April 2013), PP. 31-45.
http://ijerd.com/paper/vol6-issue8/G06083145.pdf

Barnett, S.J. (1935) *Gyromagnetic and Electron-Inertia Effects.* Rev.Mod.Phys. Vol 7, 129 (1935).
https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.7.129

Michaud, A. *On the Einstein-de Haas and Barnett Effects.* International Journal of Engineering Research and Development. e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X, Volume 6, Issue 12 (May 2013), PP. 07-11.
http://ijerd.com/paper/vol6-issue12/B06120711.pdf

Humphries, S. Jr. (1986) *Principles of Charged Particle Acceleration*, John Wiley & Sons, 1986.

Schwinger, J. (1948) *On Quantum-electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron.* Phys. Rev. 73, 416-417 (1948).
https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.73.416

Odom, B., Hanneke, D., D'Urso, B., and Gabrielse, G. (2006) *New Measurement of the Electron Magnetic moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron.* Phys. Rev. Let. 97, 030801.
https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/16907490/

Michaud, A. (2013) *From Classical to Relativistic Mechanics via Maxwell.* International Journal of Engineering Research and Development, e-ISSN: 2278-067X, p-ISSN: 2278-800X. Volume 6, Issue 4 (March 2013), PP. 01-10 (http://ijerd.com/paper/vol6-issue4/A06040110.swf).
https://www.researchgate.net/publication/282353551_From_Classical_to_Relativistic_Mechanics_via_Maxwell

Michaud, A. (2004) *Expanded Maxwellian Geometry of Space*, 4th edition, SRP Books.
https://www.smashwords.com/books/view/163704.

Lowrie, W. (2007) *Fundamentals of Geophysics*, Second Edition, Cambridge University Press.

Michaud, A. (2013) *The Mechanics of Neutron and Proton Creation in the 3-Spades Model.* International Journal of Engineering Research and Development e-ISSN: 2278-067X, **p**-ISSN: 2278-800X. Volume 7, Issue 9 (July 2013), PP. 29-53
http://www.ijerd.com/paper/vol7-issue9/E0709029053.pdf