

LINEAS CICLOTRONICAS EN EL ESPECTRO DE RAYOS γ PULSADOS

JORGE PAEZ

Universidad de Costa Rica, San José, Costa Rica

Escuela de Física

Grupo de Astrofísica

L. SEMIONOVA N.

Universidad Nacional, Heredia, Costa Rica

Departamento de Física

RESUMEN: Si el proceso del *Bremsstrahlung magnético* es el responsable por las líneas observadas en los espectros de los γ -ray bursts GB88-0205 y GB870303 detectados por el espectrómetro del satélite GINGA, entonces las armónicas fundamental y primera (transición de los niveles de Landau $N=2, 1$ al estado base $N'=0$) pueden ser identificadas, como las causantes de esos aspectos detectados en esos espectros. Utilizamos la razón de transición para este proceso y así, confirmar nuestra aseveración. Hemos supuesto que dicho proceso ocurre en la presencia de un campo magnético del orden de $2 \cdot 10^{12}$ Gauss. El resultado numérico para las energías promedio del fotón; obtenidas para la armónica fundamental y primera, son: 22.41 Kev y 43.86 Kev, respectivamente.

Encabezados de materia: rayos- γ -campos magnéticos -mecanismos de radiación.

ABSTRACT: If the magnetic Bremsstrahlung process is responsible for the lines observes in the spectra of two γ -ray bursts, GB880205 and GB870303 detected by the spectrometer of the GINGA satellite, then the fundamental and primary harmonics (transition between the excited Landau levels $N=2,1$ to the ground-state $N'=0$) may be identified as the cause of those features detected in those γ -ray bursts. We use the transition rate for this process in order to prove our aseveration. We suppose that this process is occurring under the presence of an external magnetic field of order $2 \cdot 10^{12}$ Gauss. The numerical results for the energy average of the emitted photons are : 22.41 Kev and 43.86 Kev. These energies correspond to the fundamental and primary harmonics transition respectively.

Subjet headings: γ -rays- magnetic fields- radiation mechanisms.

1 Introducción

Después de 18 años de haber sido identificados los rayos γ pulsados (Klebesadel *et al.*,1973) provenientes del Universo a nuestro alrededor, se mantienen aún como uno de los problemas sin resolver en la Astrofísica de Altas Energías. Los satélites con capacidad para detectar dichas emisiones, captan anualmente casi un centenar de dichos rayos γ pulsados (γ -ray burst). Sin embargo, al buscar una contraparte, ya sea en rango óptico, o en otras longitudes de onda, no se ha podido determinar el objeto fuente que los produce. La estructura temporal del pulso de dichas emisiones es muy variada; incluyen algunos de ellos, v.g. , tiempos de conexión de pocos milisegundos. Lo angosto de su distribución sugiere que la función de luminosidad en donde se produce el evento, es una región delgada constituida por un plasma diluido (Blaes *et al.*,1989).

Siempre se ha visto a las estrellas de neutrones (estrellas con un diámetro ~ 10 Km y con una densidad $\rho > 10^{13}$ gr/cm³) como las fuentes posibles, en donde se producen dichas emisiones.

La coincidencia posicional del evento del 5 de marzo de 1979, con los restos de una estrella supernova en la Nube Grande de Magallanes, dió el primer indicio de la relación entre los γ -ray bursts† y las estrellas de neutrones rotando. Otras circunstancias y evidencias controversiales que apuntan hacia las estrellas de neutrones, son:

- a) Las líneas de ~ 50 Kev, presentes en el Catálogo de Rayos γ Pulsados Cósmicos de la Data del Experimento Konus (Mazets *et al.*, 1981), (Mazets *et al.*,1981); son interpretadas respectivamente, como debidas a resonancia ciclotrónica en un campo de $\sim 10^{12}$ Gauss.
- b) Los rayos γ producidos por la aniquilación de pares e^{\pm} (de ~ 450 Kev) corridos al rojo (Liang *et al.*, 1986), (Wunner *et al.*, 1986).

La distribución de dichos eventos pulsados o *bursts* en nuestro Universo cercano es isotrópica y deben de estar localizados a la escala de las estrellas de neutrones que es de ~ 1 Kpc. Para muchos eventos, las fuentes pueden distar menos de 1 Kpc, ello se puede inferir por la ausencia de un corte espectral en el orden de algunos Mev (Schmidt, 1978).

Para fuentes de rayos γ asociadas a estrellas de neutrones se sugiere que la emisión proviene de una región de plasma diluido, muy afuera de la magnetosfera de la estrella. Este escenario evita una profundidad óptica, en la que se puedan generar pares e^{\pm} que opaquen la generación de dichos eventos (Alexander *et al.*,1989).

No nos ocuparemos por los modelos, que tratan de explicar el ¿ Cómo ? y el ¿ Por qué ? se generan los γ -ray bursts (Brainerd, 1989). Simplemente nos ocuparemos de analizar aspectos relevantes del espectro de dos eventos de rayos γ pulsados, denominados GB870303 y GB880205 y, darles una interpretación, como transiciones de las primeras armónicas ciclotrónicas (Murakami *et al.*,1988).

La detección en el espectro de los rayos γ pulsados, específicamente, en aquellos en los que aparecen líneas (picos) de la primera y segunda armónica ciclotrónica, a 20 Kev

† *burst* = estallido, fuga, ráfaga

y 40 Kev, como son los eventos GB870303 y GB880205; dan un soporte muy fuerte a la conexión entre las fuentes de la radiación γ , y las posibles estrellas en las que ocurren dichos eventos. Que las fuentes de dicha radiación son estrellas de neutrones magnetizadas, es lo que suponen (Murakami *et al.*, 1988). Es de extrema importancia; por las razones antes apuntadas, el verificar la plausibilidad de interpretación de esos dos eventos. Ambos rayos γ pulsados fueron detectados por el espectrómetro del satélite GINGA (Bailyn *et al.*, 1990), y se cree que son producidos por el proceso del *Bremsstrahlung magnético*, también denominado *radiación de frenado magnética*. Tratamos de entender, en este artículo, las condiciones de generación de este proceso físico (Semionova *et al.*, 1983).

El proceso de radiación ciclotrónica dentro del γ -ray burst (GB) puede estar ocurriendo por la absorción de un fotón a la energía de resonancia ciclotrónica, que siempre está caracterizada por la reemisión inmediata a casi la misma energía de absorción (Harding *et al.*, 1987). Este proceso ha sido tratado como un fenómeno de dispersión de segundo orden, con un intercambio de un estado virtual intermedio (Herold, 1979), en lugar de considerarlo como un proceso de primer orden (absorción ciclotrónica), seguido por otro también de primer orden (emisión ciclotrónica).

Un modelo físico que explica la formación de las características ciclotrónicas en el rayo γ pulsado GB880205 y sugerido por (Fennimore *et al.*, 1988) y por (Wang *et al.*, 1989), consiste en una región con un plasma ópticamente diluido y relativamente frío, dentro de un campo magnético fuerte, perpendicular a la superficie de la estrella. Cuando los fotones del evento pulsado pasan por ella, los fotones dispersan electrones (que usualmente se encuentran en niveles de Landau excitados) y producen transiciones hacia el estado base de Landau, generando las conocidas líneas de la radiación ciclotrónicas (Riffert *et al.*, 1989), (Bassani *et al.*, 1989), (Walker *et al.*, 1989). También puede darse las condiciones apuntadas en el párrafo anterior.

2 Razón de Transición para la Radiación Ciclotrónica en Primer Orden

La radiación de frenado magnética, también se acostumbra a denominarla, radiación ciclotrónica (ó *Bremsstrahlung magnético*). Este proceso puede ocurrir en presencia de un campo magnético externo, no cuantizado, por lo que permite una transferencia de momento con las líneas de campo del campo magnético, de ahí que, es permitido que exista en primer orden (Sokolov, 1960), (Sokolov *et al.*, 1968), (Sokolov *et al.*, 1956) y (Sokolov *et al.*, 1960). La importancia de este proceso se resalta, por que ha tenido una buena aplicación, en los análisis de los espectros, de las estrellas pulsares (estrellas de neutrones rotando, con magnetosfera). Los cálculos teóricos anteriormente citados han permitido identificar algunas características de sus espectros de rayos-X y considerarlos como los producidos por las principales armónicas del proceso de radiación ciclotrónica. En un trabajo anterior (Semionova *et al.*, 1990), calculamos las diferentes posibilidades para este proceso, tomando en cuenta las polarizaciones, tanto del fotón emitido, como del *spin* del electrón.

Ahora sólo utilizaremos, la correspondiente razón de transición para el proceso del *Bremsstrahlung magnético*, cuando no consideramos ningún tipo de polarización (ni del fotón, ni del *spin*). El cálculo es completamente relativista, sin restricciones cinemáticas,

más que aquellas que surgen del cálculo correspondiente. Para la función de transición por unidad de tiempo utilizamos, de acuerdo a (Sokolov *et al.*, 1968), la siguiente expresión:

$$W = \int \frac{V d^3 k}{T(2\pi)^3} |S_{fi}|^2 \quad (2.1)$$

la cual tiene dimensión de tiempo a la menos 1 (seg.^{-1}).

La expresión del elemento de matriz $S_{f,i}$, lo hemos tomado de nuestro cálculo sobre la radiación de frenado en campos magnéticos fuertes.† Si deseamos que $|S_{fi}|^2$ no dependa de las polarizaciones del *spin* total del electrón, entonces sumamos en la expresión (2.11), de nuestro artículo anterior (Semionova *et al.*, 1990), tanto sobre el *spin* del electrón incidente, como saliente, y así, obtenemos:

$$\sum_{\pm s_f, \pm s_i} |S_{fi}|^2 = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{1}{2\pi V} 2\pi T \delta(E_i - E_f - \omega) \text{Tr} \{ [AI_1\Gamma_1 + BI_2\Gamma_2 + C(I_3\Gamma_3 - I_4\Gamma_4)] \Lambda_+(k) [AI_2^*\Gamma_1 + BI_1^*\Gamma_2 + C(I_3^*\Gamma_3 - I_4^*\Gamma_4)] \Lambda_+(k') \}, \quad (2.2)$$

donde

$$\Gamma_1 = -\frac{1}{2}(\gamma^1 - i\gamma^2), \quad \Gamma_2 = \frac{1}{2}(\gamma^1 + i\gamma^2), \quad (2.3a)$$

$$\Gamma_3 = \frac{1}{2}(\gamma^3 + \gamma^0\gamma^5), \quad \Gamma_4 = \frac{1}{2}(\gamma^0\gamma^5 - \gamma^3), \quad (2.3b)$$

y

$$B = \epsilon^{2(\lambda)} + i\epsilon^{1(\lambda)}, \quad A = -\epsilon^{2(\lambda)} + i\epsilon^{1(\lambda)}, \quad C = \epsilon^{3(\lambda)}, \quad (2.3c)$$

además,

$$\Lambda_+(k) = \frac{1}{2E}(m + \gamma^0 E - \gamma^3 k_3 - \gamma^1 \sqrt{4\gamma N}). \quad (2.3d)$$

Otras relaciones útiles, se pueden encontrar en el artículo nuestro sobre la Radiación de Frenado (Semionova *et al.*, 1990).

Esta expresión es lo suficientemente general, como para permitir calcular la probabilidad de transición que surge de la dependencia, tanto de las diferentes polarizaciones del *spin*, como de las diferentes polarizaciones del fotón. Para un estudio más detallado sobre este aspecto, véase (Semionova, 1983). La evaluación de las trazas, en la expresión (2.2) son sencillas, pero tediosas‡. Si además, en (2.2) sumamos sobre las polarizaciones

† La radiación de frenado en campos magnéticos fuertes, L. Semionova, Jorge Páez, sometido a UNICIENCIA, 1990

‡ Con el lenguaje simbólico REDUCE las trazas que se pueden calcular en pocos segundos

del fotón y, tomamos en consideración la integración sobre el momento k , con ayuda de la propiedad de la función delta:

$$\int_0^{\infty} f(k) \delta(E_i - E_f - k) dk = \frac{f(k)}{1 + \frac{\partial E_f}{\partial k}} \quad (2.4)$$

y sabiendo que

$$\sum_{s'=0}^{\infty} I_{s,s'}^2(z) = 1 \quad (2.5)$$

e introduciendo como constante de estructura fina

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \quad (2.6)$$

obtenemos la relación para la probabilidad de transición de un electrón; **del estado inicial de Landau N hacia un estado final N'** , con la emisión de un fotón no-polarizado, como :

$$\begin{aligned} W_{N,N'} = \frac{\alpha}{2} \int_0^{\pi} \frac{k \sin \theta d\theta}{E_i(E_i - k \sin^2 \theta - p_{i3} \cos \theta)} \\ \{ (E_i E_f - m^2 - p_{i3} p_{f3}) \cdot (1 + \cos^2 \theta) [I_{N-1,N'}^2(z) + I_{N,N'-1}^2(z)] \\ - 2p_i p_f \sin^2 \theta [I_{N-1,N'}(z) I_{N,N'-1}(z) + I_{N,N'}(z) I_{N-1,N'-1}(z)] \\ - p_{i3} p_f \sin 2\theta [I_{N-1,N'-1}(z) I_{N-1,N'}(z) + I_{N,N'}(z) I_{N-1,N'-1}(z)] \\ - p_{f3} p_i \sin 2\theta [I_{N,N'}(z) I_{N-1,N'}(z) + I_{N,N'-1}(z) I_{N-1,N'-1}(z)] \\ + \sin^2 \theta (E_i E_f - m^2 + p_{i3} p_{f3}) (I_{N-1,N'-1}^2(z) + I_{N,N'}^2(z)) \} \quad (2.7) \end{aligned}$$

donde p_i y p_f son las componentes bidimensionales (en el plano x-y) inicial y final del electrón.

Basándonos en la expresión anterior, podemos hacer un análisis detallado de la razón de transición $W_{N,N'}$ y de la función de transición $f(k, \theta)$, definida como :

$$W_{N,N'} = \int_0^{\pi} f(k, \theta) \sin \theta d\theta \quad (2.8)$$

donde la función $f(k, \theta)$ describe la distribución espectral-angular de la radiación emitida. Otro camino para obtener la ecuación (2.7), consiste en imponer desde un inicio

$p_{i3} = 0$ para sencillez en el cálculo y luego hacerle a esa expresión final, un *boost*† a lo largo del eje z, para llegar a la ecuación (2.7).

Con la expresión anterior para la probabilidad de transición podemos hacer algunas evaluaciones de ella que nos indicarán si este proceso de radiación de frenado, corresponde a lo que se observa en esos espectros de los rayos pulsados GB870303 y GB880205.

Conclusiones

Por la información que se puede obtener de los eventos GB880205 y GB870303 (cuyos espectros se muestran en las Fig. 1 y 2), no se nota que haya aspectos concernientes relevantes a la polarización, ni de la radiación emitida, ni del *spin* de los electrones. De ahí que, nos limitamos con ayuda del párrafo anterior, simplemente, al estudio de la razón de transición, cuando se ha sumado sobre ambas polarizaciones. De acuerdo a (Murakami *et al.*, 1988), la intensidad del campo magnético, en la cual ocurrió tal evento, es del orden de $2 \cdot 10^{12}$ Gauss. Este dato experimental es el único valor que introducimos en la ecuación (2.7) para su evaluación. También se supone que los electrones están en sus estados excitados de Landau $N = 1, 2, 3$.

Suponemos, adicionalmente, que los electrones poseen una distribución Maxwelliana, sobre la que se promediará, al evaluar la razón de transición. La contribución del proceso cuando ocurre *spin-flip*; para las razones de transición de $N = 1, 2, 3$ a $N' = 0$; con ese campo magnético externo, poseen un valor muy pequeño y, se pueden despreciar. Si suponemos que el modelo de (Fennimore *et al.*, 1989), sea aproximadamente correcto en su interpretación de lo que ocurre en los *γ-ray bursts*, entonces podremos calcular el promedio de la energía de los fotones emitidos, al ocurrir las transiciones de los niveles de Landau excitados, al estado base de los mismos. La energía promedio del fotón emitido lo calculamos utilizando la relación:

$$\langle E_{\text{fot}} \rangle = \frac{\int_0^\pi k W_{N,N'} d\theta}{\int_0^\pi W_{N,N'} d\theta}$$

Los resultados de la evaluación de la expresión anterior los presentamos en la tabla 1.

† Es un nombre genérico para una transformación de velocidades

Nivel Excitado de Landau	Sin Polarización		
	$N' = 0$	$N' = 1$	$N' = 2$
$N=1$	22.41 Kev		
$N=2$	43.86 Kev	21.51 Kev	
$N=3$	64.52 Kev	42.16 Kev	20.71 Kev

Tabla 1: Valores de la energía promedio de transición para el *Bremsstrahlung magnético* en primera aproximación de Born para las transiciones entre los niveles de Landau $N = 1, 2, 3$ y $N'=0$. Las transiciones hacia el estado base $N=0$ caracterizan el espectro del γ -ray burst GB880205 y GB870303 de acuerdo a (Murakami *et al.*,1988). Estos valores teóricos coinciden con los observados en el espectro de esos eventos de rayos γ pulsados. Para obtener los valores de esta tabla se sumó sobre la polarización del spin del electrón antes y después de la emisión. También se sumó sobre la polarización del fotón. El campo externo usado es de $2 \cdot 10^{12}$ Gauss.

De la tabla anterior, podemos notar que los valores para la armónica fundamental y primera, satisfacen, dentro de las barras de error experimental, los datos experimentales de (Murakami *et al.*,1988). Eso lo podemos observar de las Figs. 1. y 2. En dichas figuras, la armónica segunda, no se observa. Sin embargo, los resultados para los dos picos característicos, a 20 Kev y a 40 Kev, de esos γ -ray burst, si los podemos interpretar como la respuesta de un plasma diluido (sometido a una distribución Maxwelliana), en el cual los electrones fueron excitados a los primeros estados excitados de Landau (proceso de absorción que no lo hemos considerado), para que inmediatamente decaigan a su estado base de Landau, emitiendo las líneas características que notamos en las Figs. 1 y 2. Los valores promedio que hemos obtenido; partiendo del posible proceso físico que los originó, nos da los valores expuestos en la tabla 1 que coinciden, aceptablemente, con los experimentales. Podemos concluir, así nuestro trabajo confirmando que tales líneas en los espectros de esos dos γ -ray bursts son producidos por el proceso denominado radiación ciclotrónica, o *Bremsstrahlung magnético*.

FIG. 1

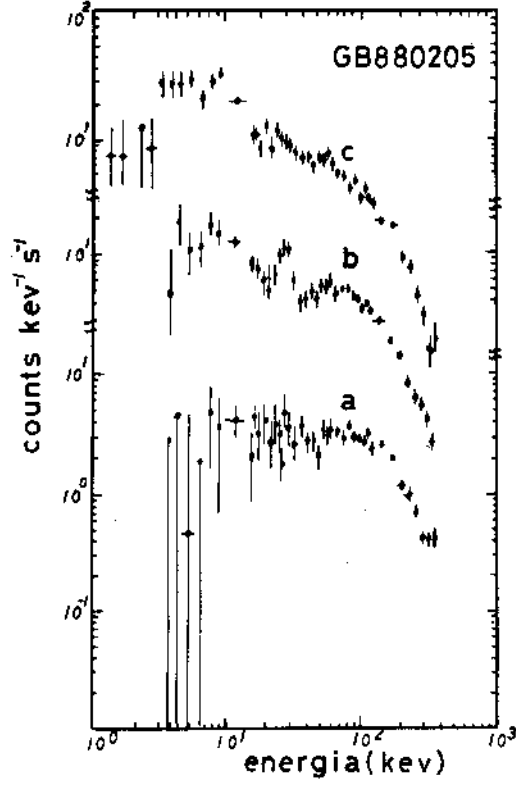
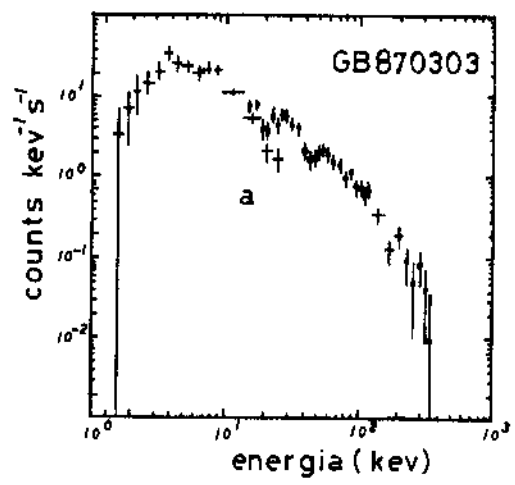


FIG. 2



Pie de Figura

- Fig. 1:** Tres razones del espectro de conteo a, b, c, para el γ -ray *burst* GB 880205 después de haberle sustraído la señal de fondo. Aspectos esenciales del espectro se encuentran centrados a ~ 20 y 40 Kev. Las secciones a, b, c, corresponden a diferentes tiempos para el contador de centelleo de una área efectiva de $\sim 60\text{cm}^2$, cubriendo un rango de energía de 1.5 a 375 Kev (Murakami *et al.*,1988).
- Fig. 2:** El espectro del γ -ray *burst* GB870303 utilizando un conteo de 0.5 sec por bin del contador de centelleo. Se utilizó la sección a del espectro. Las características a 20 y 40 Kev se resaltan aún más (Murakami *et al.*,1988).

Literatura Citada

- Alexander, S.G., Mészáros, P.; Formation of Cyclotron Lines in Gamma-Ray Burst Spectra, *Astrophys. J.* **344** L1-L4 (1989).
- Bailyn, Ch., García, Michael; When Seven is a Crowd, *Nature* **343** 120-121 (1990).
- Blaes O., Blandford, P., Goldreich and P. Madau; Neutron Starquake Models for Gamma-Ray Bursts, *Astrophys. J.* **343** 839-848 (1989).
- Bassani, L., Dean, A.J., Di Cocco, G., Perotti, F., Stephen, J.B.; Gamma-Ray Observations of Cygnus X-1, *Astrophys. J.* **343** 313-316 (1989)
- Brainerd, J.J.; Single-Photon Production in Gamma-Ray Bursts, *Astrophys. J.* **338** 281-295 (1989).
- Fennimore, E.E.; The Physical Model for the Formation of Cyclotron Features in Gamma-Ray Burst, *Astrophys. J. (Letters)* **335** (1989) L71.
- Harding, A., Preece, R.D.; Quantized Synchrotron Radiation in Strong Magnetic Fields, *Astrophys. J.* **319**:939-950 (1987) August 15.
- Herold, H.; The Compton Effect, *Phys. Rev.* **189** 227 (1979).
- Klebesadel, R.W., Strong, I.B., Olson, R.A.; Observed Time Structures of γ -Ray Bursts, *Astrophys. J.* **182** (1973) L101.
- Liang, E.P., Petrosian, V.; A.I.P., Conf. Proc. 141, *Gamma-Ray Bursts*, (New York: A.I.P.) 1986.
- Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Aptekar', R. L., Gur'yan, Yu. A. and Il'inskii, V. N.; Cyclotron and Annihilation lines in γ -Ray Bursts, *Nature* **290** (1981) 378.
- Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Il'inskii, V. N., Panov V.N., Aptekar', R. L., Gur'yan, Yu. A., Proskura, M.P., Sokolov, I.A., Sokolova, Z. Ya, Kharitonova, T.V., Dyatchkov, A.V., and Khavenson, N.G.; Catalog of Cosmic Gamma-Ray Bursts from the Konus Experiment Data, Part I and Part II, *Astrophys. and Space Scie.* **80** 3-83 (1981).
- Murakami, T., M. Fujii, K. Hayashida, M. Itoh, J. Nishimura, T. Yamagami, J.P. Conner, W.D. Evans, E.E. Fennimore, R.W. Klebesadel, A. Yoshida, I. Kondo, N. Kawai; Evidence for Cyclotron Absorption from Spectral Features in Gamma-Ray Bursts seen with Ginga, *Nature*, **335** 234-235 (1988).

Riffert, H., Mészáros, Bagoly, Z.; High-Energy Gamma-Ray Absorption in Relativistic Magnetospheres, *Astrophys. J.* **340** 443-454 (1989).

Semionova, L.N.; M. Sc. Tesis, Universidad de Costa Rica, octubre 1983.

Semionova, L.N., Páez, J.; La Radiación de Frenado en Campos Magnéticos Fuertes, a publicarse en *Uniciencia*, 1990.

Schmidt, W.K.H.; Distance Limit for a Class of Model γ Ray Burst Sources, *Nature* **271** (1978) 525.

Sokolov, A. A.; *Introduction to Quantum Electrodynamics*, Books 1-2, USAEC, 1960;

Sokolov, A. A. and Ternov, I. M.; *Synchrotron Radiation*, Akademie Verlag - Pergamon Press, 1968;

Sokolov, A. A. and Ternov, I. M., Sobre los Efectos de Polarización en Emisión de Electrones, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **31** (1956) 473.

Sokolov, A. A. and Kolesnikova, M. M.; On the Scattering of the Transversal Polarized Fermions, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **38** (1960) 1778.

Walker, M.A., Mészáros, P.; The Dynamical Influence of Radiation in Type 1 X-Ray Bursts, *Astrophys. J.* **346** 844-846 (1989).

Wang, J.C.L., Wasserman, I.M., Salpeter, E.E.; A Model for Gamma-Ray Bursts, *Astrophys. J.* **338** 343-347 (1989).

Wunner, G., Páez, J., Herold, H., Ruder, H.; One-Quantum Annihilation of Polarized Electron-Positron Pairs in Strong Magnetic Fields; *Astron. Astrophys.* **170** 179-186 (1986).