



Universidad Nacional Autónoma de México

Doctorado en Astrofísica

Polarización en destellos de rayos gamma

T E S I S

que para optar por el grado de
Doctor en Ciencias (Astrofísica)

PRESENTA:

Rogelio Alan Medina Covarrubias
Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM

Tutor Principal:
Dr. Fabio De colle
Instituto de Astronomía

Ciudad Universitaria, , CDMX. Enero de 2024



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Resumen

En esta tesis presentamos un estudio de la polarización asociada a la emisión tardía de GRBs. Para determinar la polarización, presentamos un nuevo método, con base en cálculos directamente desde simulaciones numéricas de jets relativistas. Este método es más preciso que los métodos analíticos previos, ya que permite estudiar de forma precisa y detallada la dinámica del jet. Además, se pueden explorar diferentes parámetros de los que depende la polarización y su relación con la emisión de sincrotrón y la geometría del campo magnético en la región emisora.

La radiación de sincrotrón es uno de los procesos más importantes en la emisión de rayos gamma y fotones de altas energías en flujos relativistas. La polarización es una característica intrínseca de la radiación de sincrotrón y su estudio puede ayudar a entender las propiedades del campo magnético y la estructura de los flujos relativistas. En esta tesis, se calcula la polarización de la radiación de sincrotrón emitida por flujos relativistas, en particular destellos de rayos gamma en la fase de emisión tardía (el “afterglow”). Para esto, se desarrolló un código numérico que calcula la polarización de la radiación emitida. Este se acopló al código de malla adaptiva *Mezcal*, que resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica relativista. Los resultados de este trabajo se emplean para discriminar diversos modelos y se comparan con observaciones existentes de GRBs, posteriormente se publicó un artículo en la revista MNRAS respecto a estos resultados.

En la introducción se describen algunas propiedades observacionales de los GRBs, se hace una descripción de las etapas tempranas y tardías en la emisión de un GRB. Además, se discuten algunos problemas abiertos y ampliamente discutidos en la comunidad. Posteriormente se describe la polarización y sus principales características físicas, en particular la polarización asociada a la radiación de sincrotrón y el caso de los GRBs. Además, se discuten con más detalles algunos modelos analíticos para la fase del “afterglow”. En la sección de Códigos Numéricos se describe la metodología empleada para el estudio numérico de la polarización, el procedimiento a partir de los resultados de la simulación hidrodinámica numérica, los parámetros usados en el cálculo de la polarización hasta obtener la evolución temporal del grado polarización del jet, el ángulo de polarización y diferentes estudios relacionados con la polarización. Finalmente, se presentan los resultados de los cálculos que se realizan a partir de simulaciones numéricas hidrodinámicas, comparados con los modelos analíticos publicados recientemente. En esta sección se incluye el artículo publicado donde se pone a prueba el código y se obtuvieron resultados novedosos. Por último, se numeran las principales conclusiones obtenidas y se mencionan algunas líneas de investigación que se seguirán trabajando para aclarar algunos puntos de mucho interés en la comunidad.

Índice general

1. Destellos de rayos gamma	5
1.1. ¿Qué son los destellos de rayos gamma?	5
1.2. Emisión temprana en GRBs	6
1.3. Emisión tardía en GRBs	8
1.4. Problemas abiertos tratados en esta tesis	11
2. Polarización	15
2.1. Polarización en ondas electromagnéticas	15
2.2. Polarización asociada a radiación de sincrotrón	18
2.3. Polarización en GRBs	22
2.3.1. Observaciones de polarización lineal en la emisión temprana de los GRBs	22
2.3.2. Modelos de polarización lineal en la emisión temprana de los GRBs	24
2.3.3. Observaciones de polarización lineal en la emisión tardía de los GRBs	26
2.3.4. Modelos de polarización en “afterglows”	28
3. Códigos numéricos	31
3.1. Código hidrodinámico	31
3.2. Desarrollo de un código para el cálculo de la polarización	32
3.2.1. cálculo de la curva de luz de supernovas por medio de un modelo analítico no relativista.	33
3.2.2. Polarización en choques relativistas	35
4. Simulaciones numéricas de polarización en la emisión tardía de los GRBs	37
4.1. Introduction	37
4.2. Methods	39
4.2.1. Hydrodynamics simulations	39
4.2.2. Synchrotron emission	39
4.2.3. Polarisation	40
4.3. Results	44
4.4. Discussion	47
4.4.1. Polarisation Degree	47
4.4.2. Comparison with observations	49
4.4.3. Limitations and caveats	51
4.5. Conclusions	52
5. Conclusiones	55
6. Apéndice A. Motores centrales	57
7. Agradecimientos	59

Capítulo 1

Destellos de rayos gamma

En esta introducción se recopilan las principales características observacionales y las interpretaciones teóricas de los destellos de rayos gamma (“GRBs” por su sigla en inglés). En particular, se discuten las propiedades donde la polarización juega un papel crucial para entender la física detrás de los objetos transitorios más luminosos observados por la humanidad. En la sección 1.1 se exponen las diferentes propiedades observacionales de un GRB y las diferentes interpretaciones a cerca de su naturaleza. En la sección 1.2 se abordan las propiedades de la emisión temprana de los GRBs y las implicaciones sobre el progenitor de estos eventos. La sección 1.3 discute la radiación emitida durante la fase tardía (fase del “afterglow”), debida exclusivamente al enfriamiento del plasma frenado por el medio que rodea al jet. Finalmente, la sección 1.4 describe algunos problemas abiertos y actuales en la interpretación física de los GRBs que están íntimamente ligados al estudio del campo magnético y de la polarización.

1.1. ¿Qué son los destellos de rayos gamma?

Los destellos de rayos gamma son las explosiones más poderosas en el Universo después del Big Bang. Su descubrimiento fue casual. En los años sesenta los satélites Vela tenían como objetivo estudiar la radiación gamma para detectar actividad nuclear en la atmósfera de la Tierra. Algunas de sus detecciones no pudieron ser relacionadas con la atmósfera terrestre ni con la actividad solar, entonces se empezaron a explorar posibles orígenes en el exterior del sistema solar.

Hasta el principio de la década de los años noventa se creía que los progenitores de los GRBs eran estrellas de neutrones localizadas en el halo galáctico. Ahora se sabe que provienen de galaxias lejanas y que pueden tener como progenitores el colapso de una estrella masiva o la fusión de objetos compactos (dos estrellas de neutrones o una estrella de neutrón y un agujero negro).

Durante más de cuarenta años numerosas misiones espaciales y telescopios en la Tierra los han estudiado. Se han observado como pulsos irregulares de radiación gamma con una duración típica de 0,1 – 100 segundos. Su espectro no térmico νF_ν tiene sus máximos entre 10 y 10^4 keV y convencionalmente es ajustado por medio de leyes de potencia truncadas. Las observaciones de GRBs provienen aparentemente de cualquier dirección en el cielo. Con los instrumentos más modernos se ha podido medir su corrimiento al rojo y se sabe que en algunos GRBs, por ejemplo el GRB 090429B [Cucchiara et al., 2011], el corrimiento al rojo es mayor a 9. Su conexión con las explosiones de supernovas, la fusión de estrellas de neutrones, y posiblemente con la formación de agujeros negros ha motivado décadas de investigación científica.

La confirmación de la distancia cosmológica a un GRB fue obtenida en 1997. El satélite “BeppoSAX”, lanzado en abril de 1996, mejoró la resolución angular a cuatro minutos de arco (veinte veces mejor que el “Compton-ray Observatory”), lo que permitió estudiar, desde observatorios terrestres ópticos y radio, el lugar de origen de la radiación gamma, y obtener las contra-partes de la explosión. Se observó una emisión tardía (o “afterglow”) con una caída en los flujos en óptico y rayos X un día después de la detección del destello del 28 de Febrero de 1997. Esto permitió determinar el corrimiento al rojo para este GRB con valor de 0.695 (Costa et al. 1997 y otros).

Su energía emitida en unos pocos segundos supera al total de energía emitida por el Sol en su etapa como estrella en secuencia principal. Desde hace más de veinte años se sabe que la distribución de GRBs de acuerdo a su duración es bimodal [Mazets et al., 1981]. Por medio de observaciones de más de 200 GRBs hechas con el “Burst And Transient Sources Experiment” (BATSE), Kouveliotou et al. [1993] confirmaron la bimodalidad en la duración de los GRBs. Los GRBs cortos (SGRBs) duran desde unas decenas de milisegundos hasta aproximadamente 2 segundos, mientras que los GRBs largos (LGRBs) duran desde unos cuantos segundos hasta algunos minutos. Kouveliotou et al. [1993] mostraron también que los SGRBs emiten, en general, fotones de más alta energía que los LGRBs.

Aunque mucho se ha descubierto sobre los GRBs y su fenomenología, principalmente por medio de observaciones multi-frecuencia tanto en la fase de emisión temprana como en la fase de emisión tardía, todavía no es claro el mecanismo físico que lleva a la producción de los rayos gamma (ver Bonnell et al. 1995 o bien Bloom 2010). El mecanismo que genera un GRB es de gran interés para los astrofísicos. Para entenderlo es necesario considerar campos gravitacionales intensos, muy alta densidad de energía y fenómenos cuánticos como, por ejemplo, la creación de pares electrón-positrón.

Los GRBs tienen dos fases principales de emisión: la emisión temprana (“prompt emission”) y la emisión tardía (“afterglow”). La radiación de la emisión temprana de los GRBs se considera originada por un flujo relativista colimado con factor de Lorentz $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, donde v es la velocidad del jet, de varios cientos [Rhoads, 1997, Lithwick & Sari, 2001]. Sin embargo, se sabe poco acerca de la geometría del flujo, los procesos de disipación y los mecanismos de radiación involucrados.

En general, se considera que un GRB evoluciona de la siguiente manera: Un agujero negro u objeto compacto procesando material mediante un disco de acreción. Durante este proceso, el disco de acreción puede formar un flujo relativista que lanza material desde este mecanismo central. El flujo relativista se mueve inicialmente con velocidad constante y finalmente el flujo se frena debido a la interacción con el medio ambiente Piran [2004]. Esta interacción entre el jet y el medio que rodea al mecanismo central es considerado la causa de la emisión que conocemos como GRB.

Después de la emisión temprana, un flujo relativista o jet interactúa con el medio ambiente formando dos frentes de choque: Un choque de reversa que, en el sistema de referencia que se mueve con el choque, barre el material del jet y un choque frontal (el “forward shock”) que se propaga a través del medio ambiente exterior. La emisión tardía es el resultado de la interacción entre el “forward shock” y el medio ambiente [Piran, 1999, van Paradijs et al., 2000, Mészáros et al., 2002].

La emisión tardía más temprana en óptico (el “early optical afterglow”) de los GRBs es probablemente generada por un choque de reversa con alto grado de magnetización. Durante la fase de emisión temprana, capas eyectadas con diferentes velocidades interactúan unas con otras, entonces los campos magnéticos en las capas son perturbados y dan lugar a procesos de reconexión magnética [Zhang & Yan, 2011]. Después de la fase de emisión temprana el grado de magnetización disminuye y desde la emisión inicial del “afterglow” se puede mantener con un campo magnético ordenado [Lan et al., 2016].

La onda de choque acelera electrones a velocidades relativistas por medio de procesos de aceleración de Fermi [Sironi & Spitkovsky, 2014]. En presencia de un campo magnético los electrones relativistas emiten radiación de sincrotrón. Los electrones pueden también dejar de acelerarse, cediendo parte de su energía cinética a los fotones por efecto Compton Inverso (IC).

En conclusión, entender y modelar la polarización en este tipo de eventos cósmicos nos permite estudiar el comportamiento y los efectos de la materia en condiciones muy extremas, entender la estructura del campo magnético, la geometría del jet o flujo relativista y los procesos de emisión.

1.2. Emisión temprana en GRBs

La fase de emisión temprana de un GRB corresponde al periodo durante el cual se detecta emisión de alta energía (rayos-gamma y rayos-X) y se caracteriza utilizando el parámetro “ T_{90} ” que se define como el intervalo de tiempo durante el cual se detecta del 5% al 95% del total del flujo registrado por el detector.

Esta definición depende de las características del detector, ya que típicamente los detectores con mayor

sensibilidad a bajas energías miden un T_{90} mayor para un mismo GRB. De igual forma algunos han observado GRBs en los que la emisión se interrumpe durante largos periodos en la emisión temprana. El parámetro T_{90} puede sobrestimar la duración del mecanismo central del GRB en estos casos. Físicamente, la emisión registrada durante el tiempo T_{90} puede incluir contribuciones de diferentes regiones de la explosión de GRB, es decir, la curva de luz durante el T_{90} determina qué radiación proviene de la región central y cual debido al choque con material externo. Es muy importante para construir los modelos teóricos y hacer diferentes simulaciones del GRB poder determinar cada vez mejor el tiempo que dura encendido el motor central y empieza la emisión debido sólo al choque creado por la deceleración del jet con el medio externo [Kumar & Zhang, 2015].

La duración del T_{90} cubre un rango, para los diferentes GRBs, que va desde milisegundos hasta algunos miles de segundos. Sin embargo, se pueden distinguir dos grandes distribuciones separadas alrededor de los dos segundos en el sistema del observador: los GRBs de larga duración (LGRBs) con T_{90} de típicamente ~ 20 a 30 s, y los GRBs de corta duración (SGRBs) con un T_{90} de ~ 0.2 a 0.3 s [Kouveliotou et al., 1993].

Las curvas de luz son muy irregulares ver figura (1.1). Algunas son extremadamente variables con una escala de tiempo de variabilidad que puede llegar a los milisegundos, mientras que otros GRBs tienen curvas de luz suaves con un comportamiento relativamente regular. Por otro lado, algunos GRBs tienen episodios de emisión separados por intervalos largos de tiempo entre ellos.

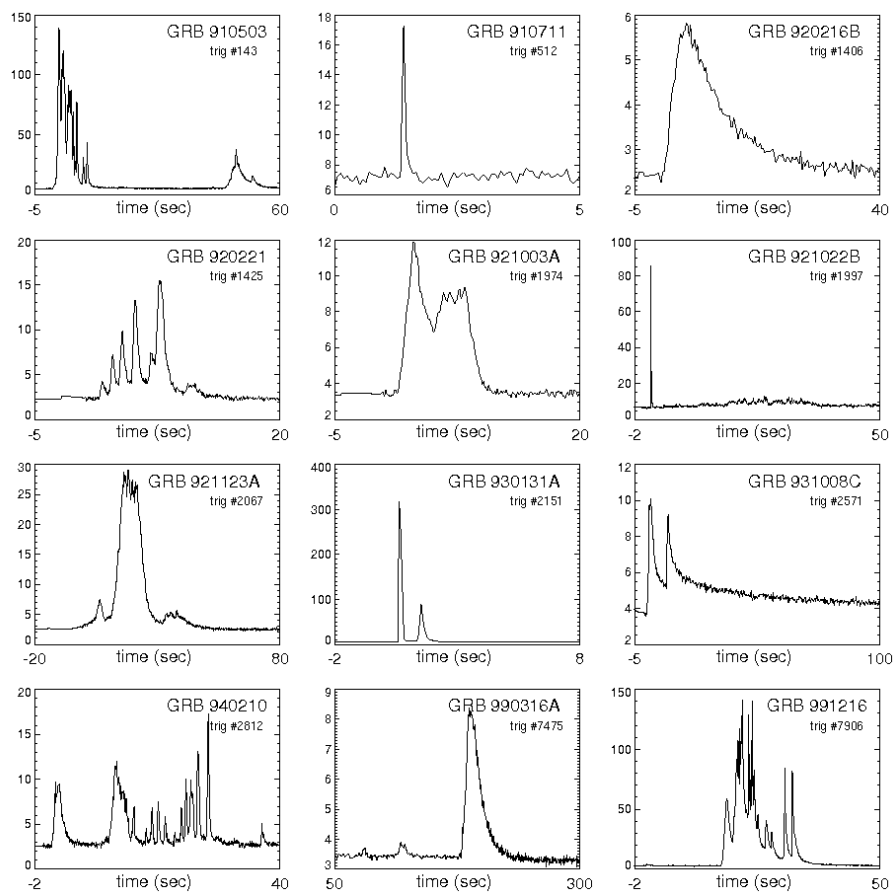


Figura 1.1: Curvas de luz de 12 destellos de rayos gama detectados por BATSE, un instrumento del Observatorio Espacial de Rayos Gama Compton (el “Compton Gamma-Ray Observatory”). Figura realizada por Daniel Perley con datos públicos de BATSE (<http://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/grb/catalog/>).

Resolver temporalmente el espectro es fundamental para entender la física de un GRB, ya que típicamente se observa una importante evolución del espectro en el tiempo. Sin embargo, el intervalo de tiempo en que se puede resolver un espectro no puede ser infinitamente pequeño, además las observaciones están

limitadas por la cantidad de fotones que llegan en cada intervalo de tiempo. Por esta razón, los análisis espectrales que pueden tener la resolución necesaria son de los GRBs más brillantes, mientras que a menudo el espectro de un GRB se analiza usando el total de tiempo en que es observado el destello, es decir, usando el espectro integral. Cuando el ancho de banda del detector es lo suficientemente grande, un espectro típico puede modelarse por una función suave unida a una ley de potencias truncada. A este modelo se le conoce como la “función de Band” o “Band-function” [Band et al., 1993] (ver figura 1.2). La población de electrones puede describirse como:

$$N(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}}\right)^\alpha \exp\left(\frac{-E}{E_0}\right) & \text{si } E < (\alpha - \beta)E_0 \\ A \left(\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{ keV}}\right)^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}}\right) & \text{si } E > (\alpha - \beta)E_0, \end{cases} \quad (1.1)$$

donde $N(E)$ es el número de electrones con una energía E , y α y β (negativos) son los índices espectrales de los electrones antes y después del valor máximo local E_0 .

El pico en la gráfica de $E^2N(E)$ en la figura 1.2 se denomina “E-peak” o E_p , y se expresa, usando la función de Band, como

$$E_p = (2 + \alpha)E_0. \quad (1.2)$$

La distribución de los E_p de diferentes GRBs es muy variada. Para la base de datos de GRBs brillantes de “BATSE” (un grupo de 156 destellos con 5500 espectros) se tienen valores de E_p entre 200-300 keV [Preece et al., 2000]. Se han encontrado valores menores de E_p con otros detectores como “HETE-2” y “Swift”. En general, la distribución de E_p cubre un rango que va desde keVs hasta MeVs [Bosnjak et al., 2013]. De acuerdo a su “dureza”¹ algunos los clasifican como: destello de Rayos Gamma (GRBs, $E_p > 50$ keV), GRBs de rayos X (XRGRBs, $30 \text{ keV} < E_p < 50 \text{ keV}$) y destello de rayos X (XRFs, $E_p < 30$ keV) sin dejar muy clara la razón de elegir esos valores específicos para separar las distintas categorías de GRBs [Sakamoto et al., 2008].

El mismo grupo de GRBs luminosos de “BATSE” tiene distribuciones de índices espectrales de $\alpha \sim -1 \pm 1$ y $\beta \sim -2 \pm \frac{1}{2}$ [Preece et al., 2000]. Esta distribución fue confirmada con “Fermi” e “INTEGRAL” [Nava et al., 2016, Zhang & Yan, 2011, Bosnjak et al., 2013]. El espectro para algunos de estos GRBs puede ser modelado por medio de ley de potencias truncada, en la forma de:

$$N(E) = A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}}\right)^{-\hat{\Gamma}} \exp(-E/E_0). \quad (1.3)$$

La ecuación 1.3 es esencialmente una función de “Band” con el parámetro libre $\hat{\Gamma}$ en la ley de potencias. Esta función ha sido utilizada para modelar muchos espectros de la emisión temprana de detectores como “HETE-2”, “Swift”, y “GBM” [Sakamoto et al., 2005, 2008, Paciesas et al., 2012].

En general se puede dividir el espectro de la emisión temprana en tres componentes [Zhang & Yan, 2011]: (I) una componente de “Band” no-térmica; (II) una componente casi-térmica y (III) otra componente no-térmica que se pueda extender a altas energías como una ley de potencias (ver figura 1.3). Esta última componente pudo ser detectada por ejemplo en los eventos GRB 941017 [González et al., 2003], GRB 090510 y GRB 090902B [Abdo et al., 2009, Ackermann et al., 2010, Zhang & Yan, 2011]. En general la componente casi-térmica es subdominante respecto a la componente no-térmica. Una correlación tentativa entre los máximos de energía de la componente térmica y no térmica fue reportada por Burgess [2014].

1.3. Emisión tardía en GRBs

Una de las herramientas más importantes en la teoría de GRBs es un modelo genérico que puede explicar las observaciones sin que los detalles del mecanismo que produjo el destello desde el “motor central” (el sistema formado por un agujero negro u objeto compacto y disco de acreción) sean importantes. Este modelo es un frente de choque relativista que describe la interacción entre la “bola de fuego” conocido

¹La dureza de un GRB y de otro tipo de objetos astrofísicos se refiere a qué tan energéticos son los fotones que se le han detectado al objeto en cuestión.

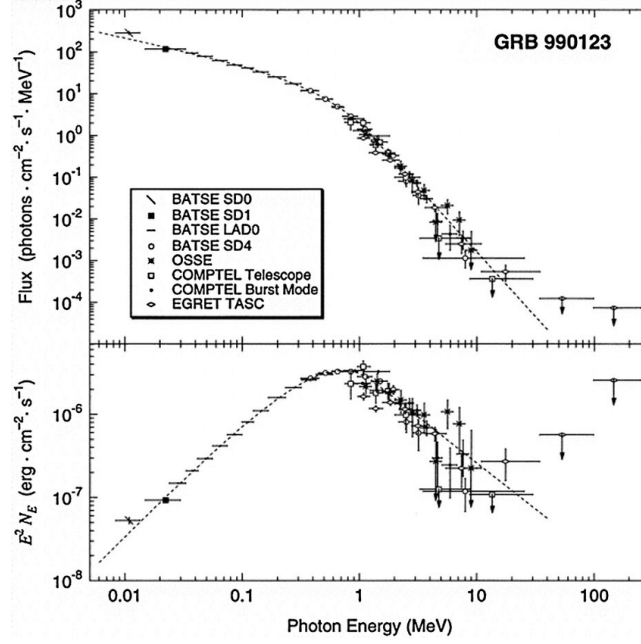


Figura 1.2: La función de Band para el espectro del GRB 990123 con $E_p = 720 \text{ keV}$ [Briggs et al., 1999].

como *fireball*² y el medio circunestelar, que se mueve con un factor de Lorentz de Γ_0 antes de empezar a frenarse con energía isotrópica equivalente a E en un medio circunestelar con perfil de densidad numérica $n(r) = (A/m_p)r^{-k}$. Una ley de potencias decreciente en multifrecuencias en la emisión tardía fue de hecho predicha por Paczynski & Rhoads [1993], Mészáros & Rees [1997] antes de que se detectara la primera caída en rayos-X de la emisión tardía por el satélite “BeppoSAX”.

Una solución auto-similar para la desaceleración de un choque esférico relativista fue encontrada por Blandford & McKee [1976] en el contexto de jets de AGNs, y fue aplicada a la emisión tardía de GRBs en rayos X, óptico y radio cuando fueron descubiertos en 1997 [Costa et al., 1997, van Paradijs et al., 2000, Frail et al., 1997]. Esta solución auto-similar explica el comportamiento como ley de potencias de las curvas de luz de la emisión tardía.

Cuando el frente de choque entra en la fase de frenado auto-similar, se pueden calcular algunos de los parámetros más importantes de manera sencilla. En el sistema de referencia propio (un sistema que se mueve con el mismo factor de Lorentz que una sección infinitesimal del choque respecto al sistema del material no chocado) la densidad del medio no chocado es Γn , donde Γ es el factor de Lorentz del choque. Las partículas del plasma son deceleradas y calentadas cuando cruzan el choque [Zhang & Yan, 2011]. La energía térmica del gas en la región post-choque está dada por $E_T = \Gamma^2 m_p c^2$. La energía total del plasma en la región post-choque a una distancia r se puede estimar como:

$$E \sim \frac{4\pi}{3-k} A r^{3-k} c^2 \Gamma^2, \quad (1.4)$$

donde $A r^{-k}$ es la densidad del medio ambiente a una distancia r y $4\pi A r^{3-k}/(3-k)$ es la cantidad de material barrida por la onda de choque.

Si la energía del frente de onda es constante (E) y viaja en un medio que tiene también una densidad constante (n), podemos escribir la energía como:

$$E = \frac{4\pi}{3} r^3 n m_p c^2 \Gamma^2 = cte. \quad (1.5)$$

Entonces, en un medio de densidad constante, una onda de choque no radiativa (es decir, sin enfriamiento debido a la emisión de radiación) y con energía total constante tiene un factor de Lorentz Γ que evoluciona

² *Fireball* es un término en inglés para referirse al material caliente que explotó en el motor central y es lanzado muy rápido

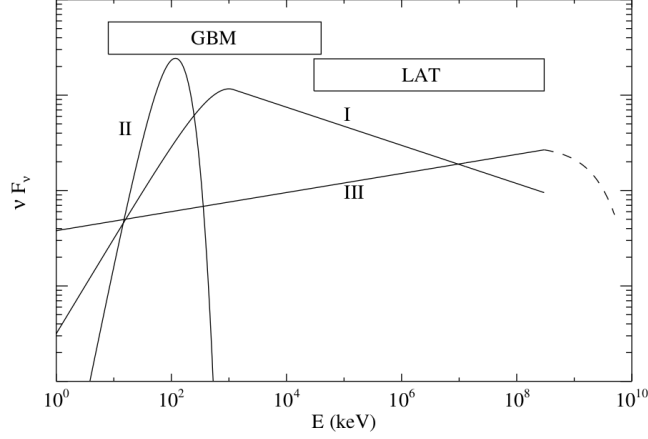


Figura 1.3: Las tres componentes espectrales que contribuyen a la emisión temprana de un GRB: (I) una componente no-térmica descrita por la función de “Band”; (II) una componente casi térmica y (III) una componente no térmica extra para la región de altas energías del espectro [Zhang & Yan, 2011].

como:

$$\Gamma \propto r^{-3/2} . \quad (1.6)$$

Debido a que el frente de choque se forma a una distancia r del centro de la explosión, los fotones que provienen del choque llegan al observador en un tiempo mayor, por un factor $2\Gamma^2$. El tiempo t_{obs} medido por el observador se relaciona al tiempo t medido en el sistema del laboratorio por medio de la relación

$$t_{\text{obs}} = t - \frac{r}{c} \sim t(1 - \beta) \sim \frac{r}{2\Gamma^2 c} \propto r^4 \propto \Gamma^{-8/3} , \quad (1.7)$$

y

$$\Gamma \propto r^{-3/2} \propto t_{\text{obs}}^{-3/8} , \quad r \propto t_{\text{obs}}^{1/4} . \quad (1.8)$$

Podemos seguir el mismo razonamiento para un medio con un perfil de densidad no uniforme y obtener los incrementos en la distancia al choque, factor de Lorentz y el tiempo de llegada al observador:

$$r^{3-k}\Gamma^2 \propto \text{cte} . \quad (1.9)$$

Entonces:

$$\Gamma \propto r^{\frac{k-3}{2}} \propto t_{\text{obs}}^{\frac{k-3}{8-2k}} , \quad (1.10)$$

o bien

$$r \propto t_{\text{obs}}^{\frac{1}{4-k}} . \quad (1.11)$$

Las observaciones de GRBs apuntan a que los flujos que producen el GRB están colimados. De hecho esto se previó por Rhoads [1997], quién sugirió la existencia de un quiebre acromático (desde radio hasta rayos X) en la pendiente de las curvas de luz de la emisión tardía conocida como “jet break” (ver figura 1.5). Este encorvamiento en la curva de luz se debe a dos efectos [e.g., Mészáros, 1999, Panaitescu & Mészáros, 1999, Rhoads, 1999, Sari et al., 1999]:

1. Si un jet relativista moviéndose con factor de Lorentz Γ produce fotones justo en la zona de interacción con su ambiente, los fotones serán emitidos no sólo por el proceso radiativo que los produjo sino que también por el plasma al moverse en un sistema de referencia en régimen relativista. Este efecto relativista se conoce como “beaming” y se calcula convirtiendo las cantidades físicas del sistema propio al sistema del observador.
2. Los fotones observados en un sistema no-relativista (como el del laboratorio o el del observador) provienen del interior de un cono de luz con un ángulo de apertura de $\sim 1/\Gamma$. Para un jet cónico con ángulo de apertura θ_j al principio (cuando $\Gamma > 1/\theta_j$), un observador sólo ve una pequeña fracción de la radiación producida por la interacción del jet. Entonces, el observador no tiene información

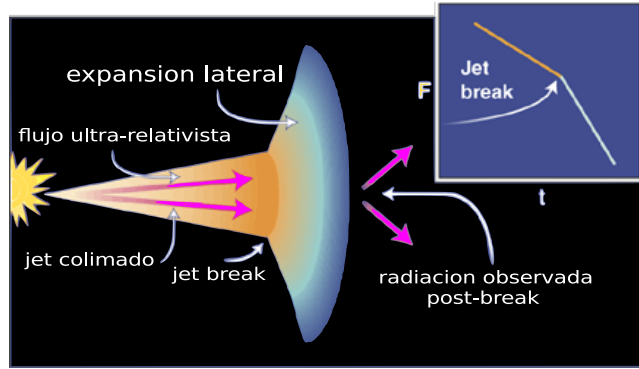


Figura 1.4: Esquema de un jet relativista con factor de Lorentz Γ y un ángulo de apertura θ es observado mientras $\Gamma = \theta^{-1}$. Cuando comienza la expansión lateral se observa el ‘jet-break’ en la curva de luz. Figura tomada de [Piran, 2002].

acerca de la colimación del jet y la propagación del jet se modela muy bien por un explosión esférica relativista que emite isotrópicamente; a la curva de luz en esta etapa antes del quiebre del jet se le conoce como “pre-jet break”. Como el flujo va frenando con el medio, el factor de Lorentz del choque disminuye, hasta que $\Gamma \sim 1/\theta_j$ y el observador empieza a ver el borde del jet. Las curvas de luz muestran el quiebre del jet cuando se satisface esta condición. Una vez que $\Gamma < 1/\theta_j$ el observador comienza a ver regiones externas al jet, de donde llegan mucho menos fotones. Como consecuencia, la emisión comienza a caer con una pendiente mayor que en la etapa antes del quiebre, emitiendo isotrópicamente.

Otro efecto importante relacionado con el ángulo de apertura de un flujo relativista es el cambio en la curva de luz producido por la expansión lateral. Rhoads [1999] y Sari et al. [1999] mostraron que el tiempo en el que se empiezan a observar los bordes del jet es también el tiempo que tarda una perturbación del jet en cruzar los bordes en dirección transversal. El ángulo de apertura del jet crece como $\hat{\theta}_j \propto \Gamma^{-1}$, suponiendo que el plasma se expande lateralmente a la velocidad del sonido local, que para un plasma relativista es $c/\sqrt{3}$. La velocidad transversal del jet, en el sistema del laboratorio, es: $v_\theta \propto c/\Gamma$. Para una discusión más detallada se recomienda consultar Rhoads [1999], Sari et al. [1999], Piran [2000], Granot [2012].

1.4. Problemas abiertos tratados en esta tesis

Uno de los descubrimientos astrofísicos más importantes de los últimos años fue el evento GRB/GW170817A, observado el 17 de Agosto de 2017. El instrumento LIGO (“Advanced Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory”) detectó la primera señal directa de una onda gravitacional (GW) originada por una fusión de dos estrellas de neutrones [Abbott et al., 2017]. Después de la detección de la GW (~ 2 s) el observatorio Fermi observó un destello de rayos gamma [e.g., Alexander et al., 2017] con lo que se encontró por primera vez la contra-parte electromagnética de la GW.

Se han realizado una gran cantidad de trabajos científicos para explicar la emisión no térmica tardía del GRB170817A. Dos escenarios han sido inicialmente considerados como plausibles. El primero es un jet relativista con un cocoon visto ligeramente fuera del eje del jet [e.g., Kasliwal et al., 2017, Lazzati et al., 2017]. Por otro lado se ha propuesto un jet ahogado o fallido, es decir un jet que a pesar de haberse formado no logra salir de la envolvente esférica. En este modelo la energía del jet es depositada radialmente en diferentes capas de un cocoon relativista que interactúa con la envolvente esférica [e.g., Kasliwal et al., 2017, Nakar & Piran, 2017, Gottlieb et al., 2018]. Observaciones más recientes han determinado que la velocidad de expansión de la región de emisión es de $\Gamma \sim 5$, lo que hace inviable el segundo modelo [Mooley et al., 2018].

En los modelos de jet exitoso visto “off-axis” [Lazzati et al., 2017, Gottlieb et al., 2018, Kathirgamaraju et al., 2018, Murguía-Berthier et al., 2017] el jet emerge del material lanzado durante la colisión de las estrellas de neutrones con velocidades relativistas y tiene un perfil angular de velocidad y energía de

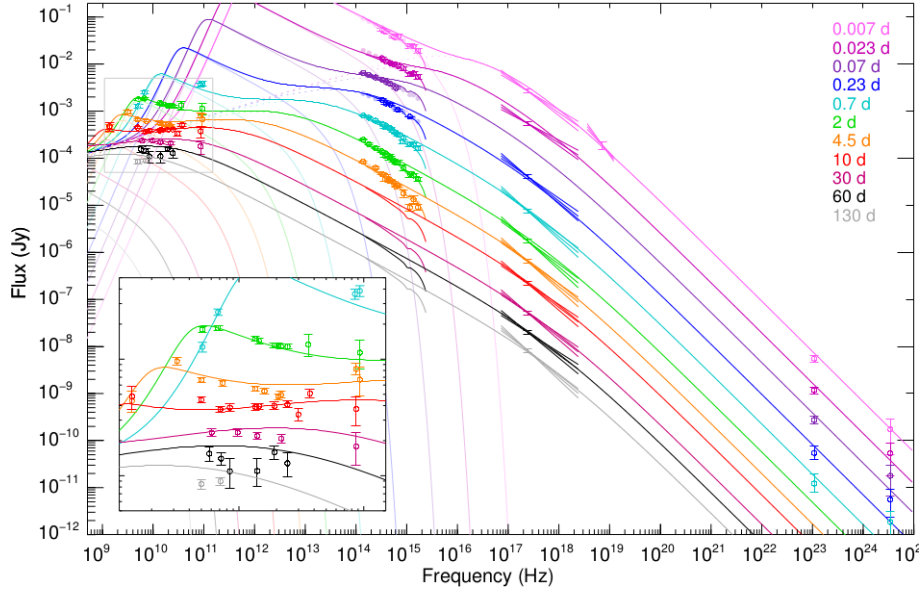


Figura 1.5: Evolución del espectro de la emisión tardía del GRB 130427A, considerando frecuencias desde radio (GHz) hasta rayos- γ (100 GeV). Las épocas de observación se muestran con la escala de colores y corresponden a tiempos desde 0.007 días (10 min) hasta 130 días después del destello en gamma. [Perley & Perley, 2013].

$\Gamma = \Gamma(\theta)$ y $E_{\text{iso}} = E_{\text{iso}}(\theta)$, ver apéndice A respecto a motores centrales.

Los diferentes modelos planteados por la comunidad científica son una consecuencia de la poca información disponible para discriminar entre los escenarios posibles que expliquen las observaciones. La razón de esta degeneración es la gran cantidad de parámetros libres que son utilizados para generar los ajustes. Más información observacional es indispensable para poder encontrar un mejor modelo para este tipo de eventos.

Durante ~ 300 días de observaciones constantes del GRB170817 se ha encontrado un espectro ajustado con una ley de potencias que se ha preservado en ocho órdenes de magnitud de frecuencias, lo cual establece una precisa medición del índice espectral p de la distribución no-térmica de electrones $N(\gamma) \propto \gamma^{-p}$ responsable de la emisión de la radiación observada. En Margutti et al. [2018] se ha estimado $p = 2,17 \pm 0,01$.

La dinámica y la emisión de flujos relativistas tanto de jets exitosos como de jets ahogados se determinan por la interacción de estos con su medio ambiente. La polarización en ambos casos es una herramienta para entender la geometría de la zona de emisión, la estructura del campo magnético local en la zona de emisión y determinar mejor los parámetros de la micro-física del plasma.

Las ondas de choque aceleran los electrones a velocidades relativistas en la región del choque mediante procesos de aceleración de Fermi (ver Sironi & Spitkovsky [2014]). Estos procesos en algunos modelos pueden suponer la presencia de campos magnéticos ordenados en la región de emisión. Si la radiación es polarizada entonces la emisión de fotones debe provenir de una fuente con campos magnéticos por lo menos parcialmente ordenados. Granot & Königl [2003] y Granot [2003] han calculado la polarización lineal para estos casos obteniendo altos grados de polarización lineal ($> 20\%$ y $< 70\%$). Los modelos para producir radiación de sincrotrón polarizada y que sea observable en un GRB se discuten ampliamente en el siguiente capítulo.

La emisión tardía para distintos GRBs se ha descubierto desde que se detectó el primer GRB con emisión óptica, el GRB 970228. En por lo menos diez GRBs se ha detectado con emisión polarizada [Covino et al., 2006, Berger et al., 2005, Toma et al., 2009, Covino & Gotz, 2016, Lin et al., 2017]. La primera parte de la emisión tardía y la evolución de su polarización son particularmente importantes, ya que pueden ofrecer información útil acerca de los jets relativistas en los GRBs y el mecanismo de eyección del jet

desde el “motor central”. Por ejemplo, con medidas de polarización de la emisión tardía en la banda del óptico del GRB 090102 y GRB 060418 se ha sugerido que el grado de magnetización en los jets de ambos puede ser del orden de 0.01 a 0.1 [Kobayashi, 2012].

Ha habido mucha discusión en la comunidad científica acerca de si los fotones en la fase de emisión temprana están polarizados, es decir que el vector de campo eléctrico de los diferentes fotones que recibimos, está ordenado y no distribuido al azar. Las mediciones de polarización son muy difíciles de obtener y pocas son las que se consideran como resultados positivos [Granot et al., 1999, Lazzati & Begelman, 2009, Steele et al., 2009, Lan et al., 2016, Mundell et al., 2013].

También en otros objetos astrofísicos (e.g. AGN, microcuasares), altos grados de polarización ($> 30\%$) asociados a la emisión de sincrotrón, son interpretados como evidencia de la presencia de campos magnéticos son uniformes. Sin embargo, en el contexto de AGNs, Laing [1980] propuso que un campo magnético que es turbulento en dirección perpendicular al choque y ordenado en dirección paralela incrementa el grado de polarización por efecto de proyección en dirección del observador. Estas ideas fueron llevadas al contexto de los GRBs por Ghisellini & Lazzati [1999].

En este trabajo se estudiará el grado de polarización de diferentes configuraciones de campos magnéticos que pueden producir altos grados de polarización en términos de orientaciones paralelas y perpendiculares respecto a la zona de emisión. En el caso particular del GRB170817A se dispone de límites superiores de polarización determinados por Corsi et al. [2018]. Los argumentos anteriores han motivado el estudio de la polarización del GW/GRB170817A y de los otros GRBs observados con polarización. Estos se estudian en este trabajo mediante simulaciones numéricas y diferentes configuraciones de campos magnéticos.

Capítulo 2

Polarización

2.1. Polarización en ondas electromagnéticas

Una onda electromagnética es el resultado de la propagación de un campo magnético y eléctrico acoplados. Estos campos oscilan manteniéndose perpendiculares entre ellos y la dirección de propagación es ortogonal a ambos campos. Por convención se establece que la dirección de la polarización es la dirección de oscilación del campo eléctrico. Se ha encontrado que la polarización puede presentarse en dos formas. La polarización lineal es aquella cuya oscilación del campo eléctrico ocurre en una sobre una línea en el plano perpendicular a la dirección de propagación de la onda, mientras que en la polarización elíptica la dirección de oscilación rota a tasa constante y forma una elipse en el plano perpendicular a la dirección de propagación de la onda. Si la intensidad de la polarización es la misma en todas direcciones se le conoce como polarización circular. Por convención, se considera la dirección de rotación positiva cuando tiene orientación horaria.

Una manera muy útil de describir la polarización es en términos de los parámetros de Stokes I , Q , U y V . Estos parámetros dan información respecto a la intensidad, orientación y circularidad del campo electromagnético.

Una onda monocromática estacionaria sólo tiene polarización lineal. Por otro lado, la superposición de dos ondas electromagnéticas produce en general polarización elíptica para una dirección de onda \hat{k} y frecuencia ω . La componente temporal del campo eléctrico en este caso es:

$$\vec{E} = (\hat{x}E_1 + \hat{y}E_2)e^{-i\omega t} \equiv \vec{E}_0 e^{-i\omega t}. \quad (2.1)$$

En el estudio de la polarización se puede considerar sólo la dirección del campo eléctrico \vec{E} , ya que el campo magnético \vec{B} tiene la misma amplitud y su dirección es ortogonal al campo eléctrico y al vector de propagación \hat{n} , es decir, $\vec{B} = \vec{E} \times \hat{n}$. Las componentes espaciales de dos ondas monocromáticas pueden expresarse de forma compleja como:

$$\vec{E}_1 = E_{0,1} e^{-i\phi_1}, \quad (2.2)$$

$$\vec{E}_2 = E_{0,2} e^{-i\phi_2}, \quad (2.3)$$

donde el subíndice cero indica el valor del campo al tiempo $t = 0$ para cada componente.

Considerando la parte real del campo eléctrico, obtenemos las componentes físicas a lo largo de los ejes x y y :

$$E_x = E_1 \cos(\omega t + \phi_1), \quad E_y = E_2 \cos(\omega t + \phi_2). \quad (2.4)$$

La polarización para una onda plana monocromática se puede representar en un plano bidimensional, por puntos que en general forman una elipse rotada un ángulo α respecto a los ejes principales (ver figura 2.1).

Las componentes del campo eléctrico rotado un ángulo α son :

$$E'_x = E_0 \cos(\alpha) \cos(\omega t + \phi_1), \quad E'_y = -E_0 \sin(\alpha) \sin(\omega t + \phi_2), \quad (2.5)$$

donde $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$.

Las magnitudes de los ejes principales son $E_0 \cos(\alpha)$ y $E_0 \sin(\alpha)$, entonces

$$\left(\frac{E'_x}{E_0 \cos \alpha} \right)^2 + \left(\frac{E'_y}{E_0 \sin \alpha} \right)^2 = 1. \quad (2.6)$$

En general, cuando el campo eléctrico se comporta de esta manera, se le llama polarización elíptica. Hay algunos casos degenerados en la polarización elíptica. Cuando $\alpha = \pm\pi/4$ la polarización se denomina circular. Cuando $\alpha = 0$ o $\pm\pi/2$ la elipse se aplana y se convierte en polarización lineal.

Para establecer una relación entre las cantidades que definen la elipse y el campo eléctrico verificaremos que en efecto se comporta como una elipse. De las ecuaciones (2.4), por identidades trigonométricas, tenemos que:

$$\begin{aligned} E_x/E_1 &= \cos \omega t \cos \phi_1 - \sin \omega t \sin \phi_1, \\ E_y/E_2 &= \cos \omega t \cos \phi_2 - \sin \omega t \sin \phi_2, \end{aligned}$$

de donde podemos obtener dos ecuaciones equivalentes

$$\begin{aligned} E_x/E_1 \sin \phi_2 - E_y/E_2 \sin \phi_1 &= \cos \omega t \sin(\phi_2 - \phi_1), \\ E_x/E_1 \cos \phi_2 - E_y/E_2 \cos \phi_1 &= \sin \omega t \sin(\phi_2 - \phi_1). \end{aligned}$$

Si elevamos al cuadrado ambas ecuaciones y las sumamos obtenemos:

$$(E_x/E_1)^2 + (E_y/E_2)^2 - 2(E_x E_y / E_1 E_2) \cos \phi = \sin^2 \phi, \quad (2.7)$$

donde $\phi = \phi_2 - \phi_1$.

La ecuación 2.7 muestra que el campo eléctrico en cada instante se encuentra en un lugar geométrico que forma una elipse, de hecho podemos inscribir la elipse en un rectángulo de tamaño $2E_1 \times 2E_2$.

La ecuación 2.7 puede reescribirse como una ecuación algebraica cuadrática para E_x y E_y como:

$$E_1^2 E_y^2 - (2E_1 E_2 \cos \phi) E_x E_y + E_x^2 E_2^2 - E_1^2 E_2^2 \sin^2 \phi = 0. \quad (2.8)$$

La solución de esta ecuación cuadrática es:

$$E_y = \frac{E_2 E_x \cos \phi}{E_1} \pm \frac{E_2 \sin \phi}{E_1} (E_1^2 - E_x^2)^{1/2}. \quad (2.9)$$

En la figura (2.1) se muestran los puntos tangentes de la elipse que rozan los lados del rectángulo, los puntos A , B , C y D son puntos críticos de la elipse. En caso de $E'_y = dE_y/dE_x = 0$ tenemos:

$$E_x = \pm E_1 \cos \phi,$$

que corresponde a valores de $E_y = \pm E_2$ sustituyendo en la ecuación 2.9. Por otro lado, los valores del campo eléctrico donde $dE_y/dE_x = \infty$ son:

$$\begin{aligned} E_x &= \pm E_1, \\ E_y &= \pm E_2 \cos \phi. \end{aligned} \quad (2.10)$$

De acuerdo con estos resultados podemos garantizar que la elipse de polarización estará inscrita en un rectángulo de tamaño $2E_1 \times 2E_2$. Además podemos determinar las coordenadas de los puntos A : $(E_1 \cos \phi, E_2)$, B : $(E_1, E_2 \cos \phi)$, C : $(-E_1 \cos \phi, -E_2)$ y D : $(-E_1, -E_2 \cos \phi)$.

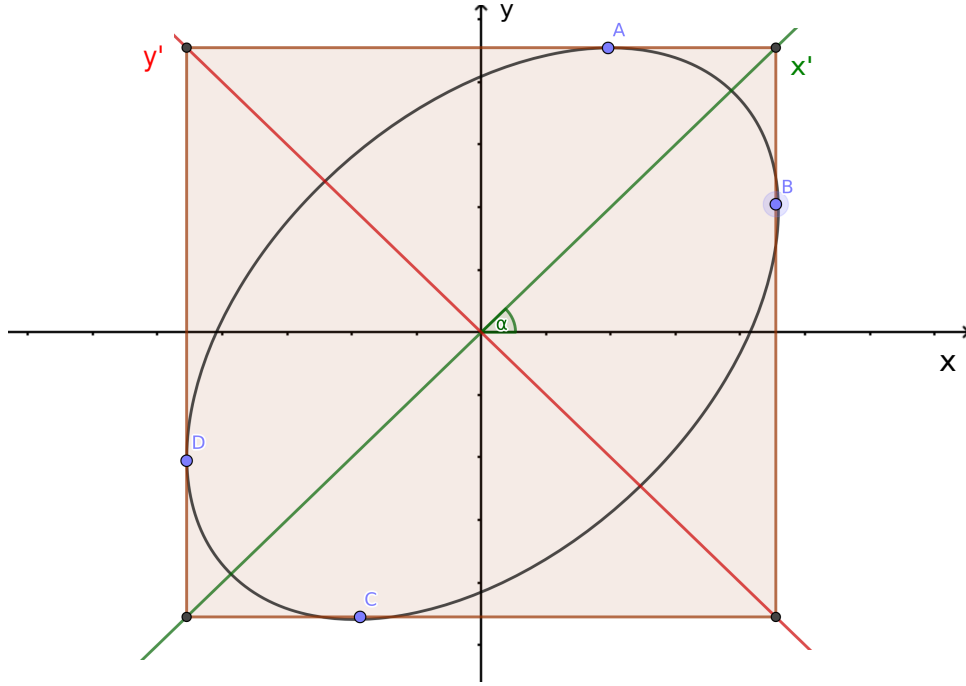


Figura 2.1: Los estados de polarización para una onda electromagnética plana monocromática están representados por puntos que forman una elipse rotada un ángulo α respecto a los ejes no primados. Figura elaborada como parte de la tesis.

La polarización puede describirse respecto a los semi-ejes mayor y menor de la elipse de polarización. Sin embargo, en 1852 G. Stokes propuso una representación alternativa de la polarización, que se obtiene mediante cantidades medibles y es mucho más sencilla.

Los parámetros de Stokes se definen por sumas de intensidades medibles directamente.

$$\begin{aligned}
 I &= \|E_x\|^2 + \|E_y\|^2, \\
 Q &= \|E_x\|^2 - \|E_y\|^2, \\
 V &= 2 \operatorname{Im}(E_x, E_y^*),
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

que están relacionadas con las propiedades de la elipse de polarización por medio de las siguientes identidades:

$$\begin{aligned}
 I &= A^2 + B^2, \\
 Q &= (A^2 - B^2) \cos 2\chi, \\
 U &= (A^2 - B^2) \sin 2\chi, \\
 V &= 2AB,
 \end{aligned}
 \tag{2.12}$$

donde $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$ es el valor de la intensidad total, A es el valor del eje mayor y B es el valor del eje menor. En particular, el parámetro Q determina el grado de polarización lineal y el parámetro U el grado de polarización circular como veremos dentro del contexto de observaciones astrofísicas. Por lado, el ángulo χ , también puede medirse directamente proyectando el ángulo que forma la elipse con un plano paralelo al observador y perpendicular a la línea de visión, es decir $\chi = \frac{1}{2} \arctan(U/Q)$, conviene recordar que esta cantidad es proporcional a la dirección del campo eléctrico (o magnético), al ángulo χ también se le conoce como “position angle”. Estas cantidades determinan el estado de la polarización de la radiación y podemos observar que depende de:

1. La orientación del campo magnético de la zona de emisión de radiación.
2. La simetría de la zona de emisión radiativa o geometría del objeto astrofísico en cuestión.

3. La dirección del observador.

Cuando se mide la polarización directamente de las observaciones, la cantidad más fácil de medir es el grado de polarización $\Pi = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}/I$. En esta tesis se calcula el grado de polarización mediante un código numérico que calcula la emisión y los parámetros de Stokes a partir de los resultados de la simulación hidrodinámica de un jet relativista. Durante el desarrollo de la investigación también se exploraron algunos resultados importantes en el valor de χ que se presentaran en un trabajo futuro.

2.2. Polarización asociada a radiación de sincrotrón

En esta sección consideraremos la emisión de sincrotrón, producida por electrones relativistas en presencia de un campo magnético, y la polarización asociada a este proceso radiativo. Debido a que la emisión de sincrotrón se observa no sólo en GRBs sino que en muchos otros objetos astrofísicos, el formalismo que se presenta en esta sección ha sido ampliamente discutido y utilizado por ejemplo para explicar la emisión polarizada en AGNs o incluso en remanentes de supernovas.

Siguiendo la exposición del texto de Rybicki & Lightman [1979], consideremos el movimiento de una partícula cargada en un campo magnético uniforme. Las componentes de la aceleración perpendicular y transversal al campo magnético \vec{B} son

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0, \quad (2.13)$$

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma mc} v_{\perp} \times \vec{B}. \quad (2.14)$$

La solución de estas ecuaciones consiste en un movimiento circular uniforme de la partícula cargada, en dirección perpendicular al campo magnético, sobrepuesto a un desplazamiento con velocidad constante en dirección paralela al campo magnético. Globalmente, el movimiento de electrones en un campo magnético uniforme es helicoidal. La frecuencia de rotación de la partícula es $w_B = qB/\gamma mc$.

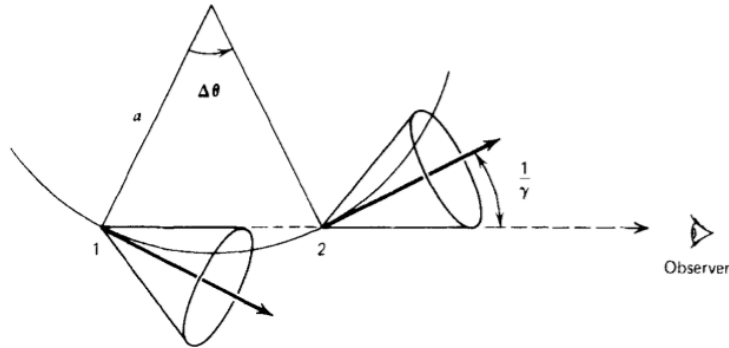


Figura 2.2: Representación esquemática de la trayectoria de un electrón alrededor de una línea de campo magnético. El electrón emite radiación en conos de emisión que llegan al observador solo cuando el electrón se encuentra aproximadamente alineado con la dirección del observador. Figura tomada de Rybicki & Lightman [1979].

La potencia total emitida por un electrón con un factor de Lorentz γ es:

$$P = \frac{4}{3} U_B \sigma_T c \beta^2 \gamma^2, \quad (2.15)$$

donde $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$ es la sección eficaz de Thomson, r_0 es el radio clásico del electrón, y $U_B = B^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética.

La radiación emitida por el electrón es enfocada en un ángulo $\sim 1/\gamma$ respecto a la línea de visión, de manera tal que un observador recibe la radiación sólo cuando la trayectoria del electrón se encuentra alineado con la dirección del observador dentro del cono (ver figura 2.2).

La radiación emitida por un electrón consistirá entonces de pulsos emitidos durante un tiempo mucho menor que el periodo de giro del electrón. En particular, el observador podrá medir un pulso desde los puntos 1 y 2 de la figura 2.2 a lo largo de la trayectoria de la partícula. Estos puntos quedan definidos por el cono de emisión con apertura angular $\sim 1/\gamma$ alrededor de la dirección del observador. Por lo tanto, también el espectro tendrá un ancho característico del orden de $\sim \omega_B$.

La derivación del espectro de sincrotrón se puede encontrar por ejemplo en la sección 6 en el libro de Rybicki & Lightman [1979]. Aquí reportamos solo los resultados principales. Se puede mostrar, con argumentos sencillos, que el espectro de sincrotrón de una partícula acelerada está dado por

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{q^3 B \sin \alpha}{mc^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right), \quad (2.16)$$

donde la función $F(x)$ puede ser cualquier función, es decir que analíticamente se obtiene solo la dependencia general pero no la función explícita que describe el espectro de sincrotrón.

La polarización para una partícula emitiendo radiación de sincrotrón se obtiene considerando las componentes de campo eléctrico perpendiculares y paralelas a la dirección de la partícula, \hat{E}_\perp y $\hat{E}_\parallel = \hat{n} \times \hat{E}_\perp$ respectivamente.

La potencia total (en unidades de [erg s⁻¹]) se puede subdividir en la suma de los dos estados de polarización, paralelo y perpendicular, como:

$$P = P_\parallel + P_\perp, \quad (2.17)$$

siendo

$$P_\perp(\omega) = \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin \alpha}{4\pi mc^2} (F(x) + G(x)) \quad (2.18)$$

$$P_\parallel(\omega) = \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin \alpha}{4\pi mc^2} (F(x) - G(x)) \quad (2.19)$$

donde $x = \omega/\omega_c$, y $F(x)$ y $G(x)$ están dadas como función de funciones de Bessel modificadas de segundo orden, de grado 5/3 y 2/3 respectivamente. Explícitamente:

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(t) dt, \quad G(x) = x K_{2/3}(x). \quad (2.20)$$

Con estas identidades podemos calcular la polarización de la radiación de sincrotrón. Para una carga puntual, debemos notar que la radiación emitida tendrá polarización elíptica (ver figura 2.3). El grado de polarización lineal de una partícula moviéndose con factor de Lorentz γ puede determinarse por

$$\Pi(\omega) = \frac{P_\perp(\omega) - P_\parallel(\omega)}{P_\perp(\omega) + P_\parallel(\omega)} = \frac{G(x)}{F(x)}. \quad (2.21)$$

Entonces, la radiación tendrá un grado de polarización que depende del ángulo de la trayectoria respecto al observador. Para calcular la polarización dada por un conjunto de partículas no-térmicas, supondremos una distribución de partículas dada por una ley de potencias.

La distribución de la población de electrones se modela utilizando una ley de potencias:

$$N(\gamma) \propto \gamma^{-p}. \quad (2.22)$$

Análogamente, la distribución de electrones se puede escribir en términos de la energía $E = \gamma mc^2$ como $N(E)dE = CE^{-p}dE$. Típicamente las observaciones permiten determinar valores $p \sim 2 - 2,5$ [Sari et al., 1998]. El espectro de sincrotrón también puede escribirse como $P(\omega) \propto \omega^{-s}$, donde s es el índice espectral. Por ejemplo, para emisión en un medio ópticamente grueso, se tiene $s = -2$.

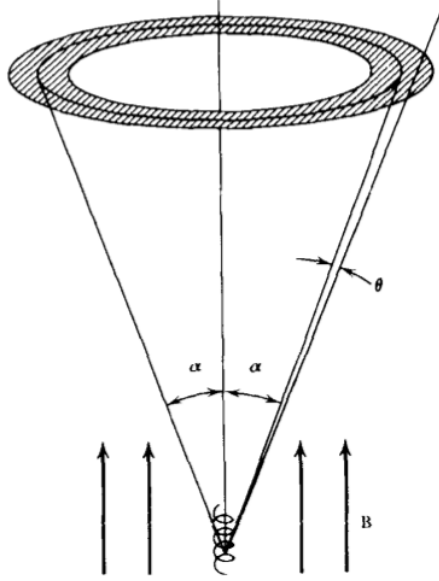


Figura 2.3: En la emisión de sincrotrón de una partícula moviéndose con “pitch angle” α , la emisión está confinada a un cono que proyecta un anillo en el plano del cielo. Figura tomada de Rybicki & Lightman [1979].

La potencia total emitida por una población de partículas se obtiene integrando la potencia emitida por una partícula sobre la distribución de energía (o de factores de Lorentz) de las partículas. Entonces,

$$P_{\text{tot}}(\omega) = C \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} P(\omega) \gamma^{-p} d\gamma \propto \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \gamma^{-p} d\gamma . \quad (2.23)$$

Considerando los siguientes cambios de variable: $x = \omega/\omega_c$ y $\omega_c \propto \gamma^2$, se obtiene

$$P_{\text{tot}}(\omega) \propto \omega^{-(p-1)/2} \int_{x_1}^{x_2} F(x) x^{(p-3)/2} dx . \quad (2.24)$$

Si los límites de integración son fijos, la integral es independiente de la frecuencia y constante. En este caso, tenemos $P_{\text{tot}}(\omega) \propto \omega^{-(p-1)/2}$. Esta relación define el valor del índice espectral s en términos del índice de la distribución p , como $s = (p - 1)/2$.

En general, los límites de integración no son constantes, y el espectro de emisión de un GRB es más complejo. El espectro de emisión de un GRB ha sido calculado por muchos autores. Típicamente, se considera que la radiación proveniente de un GRB es emisión de sincrotrón emitida por una población de electrones acelerada por choques relativistas (Kumar & Zhang [2015]).

La emisión de los GRBs en sus diferentes etapas evolutivas muestra alta eficiencia radiativa (la emisión de rayos gamma típicamente dura pocos segundos o fracciones de segundo, la emisión en rayos X algunas horas, por ejemplo). Los electrones no-térmicos responsables de la emisión de sincrotrón son acelerados por el choque y pierden, por lo general, energía en el régimen de enfriamiento rápido (“fast cooling”) en el caso de la emisión temprana, y enfriamiento lento (“slow cooling”) en el caso de la emisión tardía (ver figura 2.4).

Como se ha mencionado anteriormente, para un electrón la polarización es elíptica. Por otro lado, en el caso de una población no-térmica de electrones en movimiento aleatorio alrededor de las líneas de campo magnético, la componente circular de la polarización se cancela y solo se queda una componente

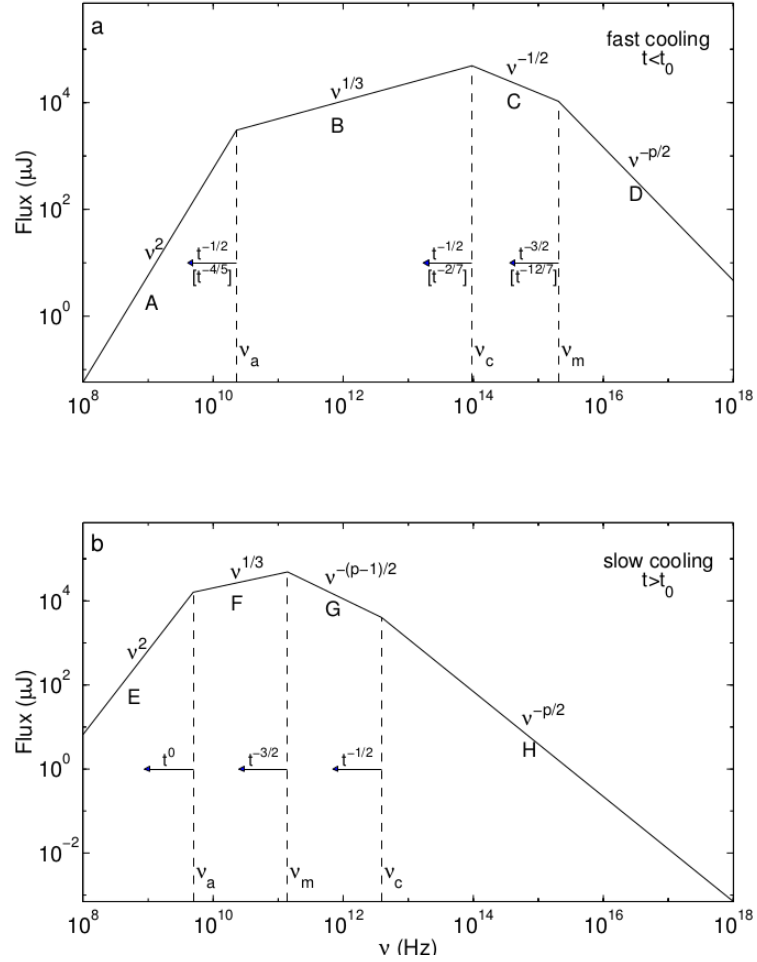


Figura 2.4: El espectro de sincrotrón para un choque ultra-relativista. La radiación es emitida por una población no-térmica de electrones con una distribución de ley de potencia. (a) El caso de enfriamiento rápido que se espera esté presente durante tiempos tempranos del “afterglow”. El espectro se divide en cuatro regiones. La absorción es importante a frecuencias menores que la frecuencia de auto-absorción ν_a . Las frecuencia característica ν_m , la frecuencia de enfriamiento ν_c y la frecuencia de auto-absorción ν_a decrecen en el tiempo como indicado por las flechas en la figura (en corchete se indican las dependencias en el caso con enfriamiento radiativo). (b) El caso de enfriamiento lento se divide también en cuatro regiones E, F, G y H análoga al caso rápido. La discusión detallada de esta figura se encuentra en Sari et al. [1998].

de polarización lineal. El grado de polarización en este caso está dado por

$$\Pi = \frac{\int_0^\infty G(x)x^{(p-3)/2}dx}{\int_0^\infty F(x)x^{(p-3)/2}dx}. \quad (2.25)$$

Sustituyendo las expresiones para las funciones Bessel $F(x)$ y $G(x)$ (ecuaciones 6.35a y 6.35b del Rybicki & Lightman 1979) obtenemos, en el caso $\nu_m \leq \nu \leq \nu_c$:

$$\Pi = \left(\frac{p+1}{4}\right) \frac{\Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{7}{12}\right)}{\Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{19}{12}\right)} = \frac{p+1}{p+7/3}, \quad (2.26)$$

donde $\Gamma(x)$ es la función gamma. De acuerdo con las observaciones de cada evento, se estima algún valor para el índice espectral, para valores típicos $p = 2,5$, el grado de polarización es de 72%.

El grado de polarización intrínseca de la emisión de sincrotrón depende de la frecuencia característica y el índice espectral cuyos valores cambian a medida que el plasma se enfría radiativamente. En particular en [Gill & Granot, 2020] consideran $\pi = (\alpha + 1)/(\alpha + 5/3)$, donde α es el índice espectral (s en nuestro caso) de la radiación de sincrotrón. En el caso de enfriamiento lento, cuando $\nu \ll \nu_m, \nu_c$ (menor a ambas), tenemos $\alpha = -1/3$ y $\pi = 1/2$. Cuando $\nu \gg \nu_m, \nu_c$, tendremos $\alpha = p/2$ y $\pi = (p+2)/(p+10/3)$. Cuando $\nu_m \leq \nu \leq \nu_c$, nos queda $\alpha = (p-1)/2$ y $\pi = (p+1)/(p+7/3)$. Finalmente, en el caso de enfriamiento rápido, cuando $\nu_c < \nu < \nu_m$, tendremos $\alpha = 1/2$ y $\pi = 9/13$.

En esta sección hemos mostrado lo que se espera obtener en la radiación de sincrotrón emitida por una población de electrones relativistas, acelerados en un campo magnético uniforme, esté linealmente polarizada con un alto grado de polarización. En el capítulo 4 usaremos estos resultados para calcular los parámetros de Stokes considerando la radiación de sincrotrón de una población de electrones acelerados por un choque ultra-relativista asociado a un GRB.

2.3. Polarización en GRBs

El comportamiento de la polarización en la emisión de sincrotrón de un GRB depende de la geometría del campo magnético del jet. Por esta razón, las mediciones de polarización se vuelven sumamente valiosas para esclarecer propiedades del campo magnético en la región emisora. Sin embargo, la detección de polarización en GRBs ha significado un desafío observacional. La interpretación física de las detecciones siempre ha sido motivo de controversia.

En esta tesis, se calcula por primera vez la polarización durante la fase tardía de los GRBs usando directamente simulaciones numéricas hidrodinámicas. Las simulaciones hidrodinámicas del jet, junto con cálculos numéricos de la polarización son una herramienta para reproducir los diferentes modelos y compararlos con las observaciones. Esto nos permitirá determinar (o por lo menos limitar) la geometría del campo magnético en la región. En esta sección describiremos brevemente las observaciones existentes de polarización en GRBs (primero para la emisión temprana y luego para la emisión tardía) y discutiremos las interpretaciones que se han propuesto para interpretar estas observaciones.

2.3.1. Observaciones de polarización lineal en la emisión temprana de los GRBs

Las mediciones de polarización (grado y ángulo) durante la fase de emisión temprana (“prompt emission”) de los GRBs son un reto para los científicos principalmente porque los polarímetros de rayos-gamma tienen una área efectiva pequeña. Como ya hemos mencionado, la emisión temprana ocurre en intervalos de tiempo muy cortos (en general $\sim 0,1-100$ s) y representa la fase durante la cual los GRBs proporcionan la mayor parte de su flujo. Por otro lado, el número de fotones recolectados es muy limitado, lo que dificulta aún más la determinación con suficiente precisión de la polarización. Muchas de las observaciones se han ido efectuando con instrumentos que miden el grado de polarización pero no miden la orientación de la polarización directamente, debido a la baja estadística. La detección de polarización en la etapa de emisión temprana ha sido el principal instrumento con el cual los astrofísicos han podido estudiar los campos magnéticos intensos esperados en algunos progenitores. Por tanto, no sólo es de importancia

GRB	PD _{obs} (%)	α_s	β_s	$E_{p,obs}$ (keV)	Instrument (spectrum)	z
160325A	<45.02	$0.25^{+0.07}_{-0.08}$	$0.97^{+0.14}_{-0.10}$	223.57^{+29}_{-25}	Fermi-GBM, BAT	–
160623A	<56.51	$-0.06^{+0.02}_{-0.02}$	$1.83^{+0.10}_{-0.09}$	662^{+19}_{-18}	Fermi-GBM, Konus-Wind	0.367
160703A	<62.64	$-0.22^{+0.09}_{-0.12}$	$1.48^{(a)}$	351^{+40}_{-46}	BAT, Konus-Wind	–
160802A	<51.89	$-0.36^{+0.03}_{-0.04}$	$1.53^{+0.20}_{-0.14}$	207^{+1}_{-1}	Fermi-GBM	–
160821A	<33.87	$-0.04^{+0.00}_{-0.00}$	$1.29^{+0.02}_{-0.02}$	977^{+12}_{-12}	Fermi-GBM, BAT	–
170527A	<36.46	$-0.01^{+0.01}_{-0.01}$	$2.14^{+0.29}_{-0.29}$	974^{+51}_{-47}	Fermi-GBM	–
171010A	<30.02	$0.12^{+0.00}_{-0.01}$	$1.39^{+0.02}_{-0.02}$	180^{+3}_{-3}	Fermi-GBM	0.3285
171227A	<55.62	$-0.20^{+0.01}_{-0.01}$	$1.49^{+0.05}_{-0.05}$	899^{+32}_{-32}	Fermi-GBM	–
180103A	$71.43^{+26.84}_{-26.84}$	$0.31^{+0.06}_{-0.06}$	$1.24^{+0.13}_{-0.30}$	273^{+26}_{-23}	BAT, Konus-Wind	–
180120A	$62.37^{+29.79}_{-29.79}$	$0.01^{+0.01}_{-0.01}$	$1.40^{+0.09}_{-0.09}$	140.91^{+3}_{-3}	Fermi-GBM	–
180427A	$60.01^{+22.32}_{-22.32}$	$-0.71^{+0.08}_{-0.08}$	$1.80^{+0.16}_{-0.16}$	147^{+2}_{-2}	Fermi-GBM	–
180806A	<95.80	$-0.08^{+0.04}_{-0.04}$	$1.46^{+0.44}_{-0.23}$	453^{+46}_{-44}	Fermi-GBM	–
180809B	<24.63	$-0.31^{+0.07}_{-0.08}$	$1.29^{+0.08}_{-0.07}$	251^{+16}_{-5}	BAT, Konus-Wind	–
180914A	<33.55	$-0.27^{+0.03}_{-0.03}$	$1.30^{+0.15}_{-0.11}$	330^{+20}_{-19}	Fermi-GBM	–
180914B	$48.48^{+19.69}_{-19.69}$	$-0.25^{+0.04}_{-0.04}$	$1.10^{+0.70}_{-0.08}$	453^{+25}_{-24}	BAT, Konus-Wind	1.096
190530A	$46.85^{+18.53}_{-18.53}$	$-0.01^{+0.00}_{-0.02}$	$2.50^{+0.25}_{-0.25}$	888^{+8}_{-8}	Fermi-GBM	0.9386
190928A	<33.10	$0.00^{+0.06}_{-0.06}$	$0.97^{+0.13}_{-0.07}$	658^{+111}_{-88}	Konus-Wind	–
200311A	<45.41	$-0.05^{+0.02}_{-0.02}$	$1.57^{+0.19}_{-0.19}$	1218^{+110}_{-110}	Fermi-GBM	–
200412A	<53.84	$-0.30^{+0.05}_{-0.05}$	$1.50^{+0.21}_{-0.21}$	256^{+8}_{-8}	Fermi-GBM	–
200806A	<54.73	–0.47	1.96	109.12	BAT	–

Figura 2.5: Grado de polarización y parámetros espectrales de 20 GRBs observados con AstroSat. Figura tomada de Chattopadhyay et al. [2022].

para entender la fenomenología que se observa en los GRBs (tanto de la misma fase de emisión temprana como de la fase tardía), sino que también nos puede dar información de lo que estaba ocurriendo en el motor central justo antes del destello.

La primera detección de polarización lineal durante la fase de emisión temprana fue reportada por Coburn & Boggs [2003]. Estos autores utilizaron el instrumento “Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager” (RHESSI) para observar el GRB 021206. RHESSI es un arreglo de nueve detectores coaxiales de germanio con alta resolución espectral. Originalmente fue construido y desarrollado para estudiar llamaradas solares en un rango de energía entre 3 keV a 17 MeV. En los rangos de rayos gamma suaves (0.14-2.0 MeV) la interacción del fotón con el detector se da por dispersión Compton. La polarización en altas energías se puede medir considerando la sección eficaz de la dispersión Compton

$$d\sigma d\omega = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E'}{E_0} + \frac{E_0}{E'} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right), \quad (2.27)$$

donde r_0^2 es el radio clásico del electrón, E_0 la energía del fotón incidente, E' la energía del fotón dispersado, θ es el ángulo de dispersión y ϕ el ángulo azimutal relativo a la dirección de polarización. Los fotones polarizados linealmente se dispersan preferentemente en dirección perpendicular a la dirección de polarización del fotón observado. Entonces, examinando los ángulos de los fotones capturados por los detectores se puede obtener en principio el grado y el ángulo de polarización lineal.

Coburn & Boggs [2003] reportaron un alto nivel de polarización ($\Pi = 80\% \pm 20\%$) muy cercano al nivel límite teórico con un valor alto de confianza ($> 5.7\sigma$) para el GRB 021206. El GRB 021206 fue un destello muy brillante con flujo de $1,6 \times 10^{-4}$ erg cm⁻² en el rango de 25-100 keV y un pico en el flujo de $2,9 \times 10^{-5}$ erg cm⁻² s⁻¹. Coburn & Boggs [2003] interpretaron la modulación angular medida en los datos como señal de un alto grado de polarización. Sin embargo, análisis posteriores (Rutledge & Fox [2004], Wigger et al. [2004]) pusieron en duda que sus observaciones fueran concluyentes mostrando que, en su análisis, Coburn & Boggs [2003] subestimaron el error.

Otras medidas de polarización en la emisión temprana (“Early Prompt emission”) fueron obtenidas por el grupo de Willis et al. [2005], quienes utilizaron datos del instrumento BATSE (“Burst and Transient Sources Experiment”) a bordo del CGRO (“Compton Gamma-Ray Observatory”). Ellos estudiaron los GRBs 930131 y 960924. Reportaron grados de polarización elevados, $\Pi > 35\%$ y $\Pi > 50\%$ respectivamente. Aunque el método utilizado por estos autores sólo permitió obtener límites inferiores para el grado de polarización, a partir de entonces se dirigió la atención en confirmar la presencia de altos grados de polarización durante la fase pronta de emisión temprana.

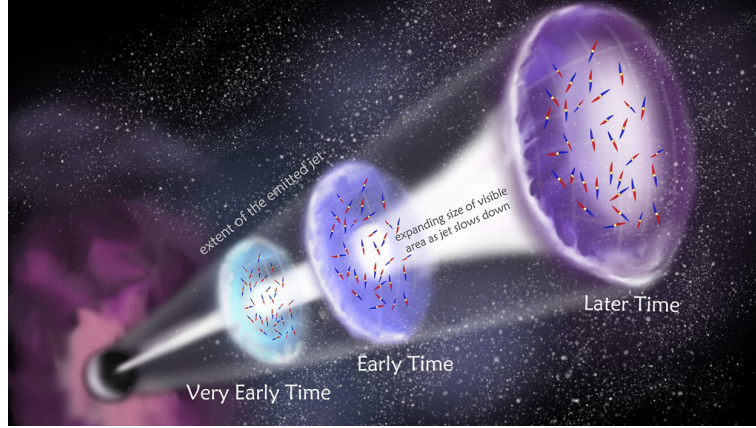


Figura 2.6: Diagrama del modelo de campo magnético arrastrado desde el mecanismo central. Este campo magnético se encuentra en regiones aisladas y forma en conjunto una estructura no ordenada. Representación artística realizada por Dr Kitty Yeung. <https://phys.org/news/2019-06-astronomers-polarised-radio-gamma-ray.html>

En años recientes, varios instrumentos han sido utilizados para medir el grado de polarización en la fase temprana de los GRBs. IBIS y SPI a bordo de Integral utilizaron métodos similares a los mencionados arriba, para medir polarización en los GRBs 0611221 y 140206A [Götz et al., 2013, 2014], pero al igual que el CGRO no presentan resolución temporal suficiente por limitaciones estadísticas.

Por otro lado, los altos niveles de polarización lineal pudieron medirse con el instrumento GAP (“Gamma-Ray Burst Polarimeter”) en tres GRBs (100826A, 110301A y 110721) a bordo de la estación espacial IKAROS [Yonetoku et al., 2011, 2012]. GAP es diseñado para medir el grado de polarización lineal durante la fase de emisión temprana del GRB en el rango de 70 – 300 keV. El principal resultado de GAP fue haber encontrado anisotropías del diferencial de la sección eficaz de Klein-Nishina de la dispersión Compton. Ellos reportan grados de polarización entre 16 – 38 % con una confianza del 99.4 %. Posteriormente el instrumento POLAR presentó un catálogo de 14 GRBs con polarización (Kole et al. [2023]). Recientemente Chattopadhyay et al. [2022] ha presentado un amplio catálogo de GRBs con polarización (véase figura 2.5) detectados por el instrumento CZTI a bordo del AstroSat. Una discusión integral de las detecciones de polarización en estos instrumentos se presenta en Guan & Lan [2023].

2.3.2. Modelos de polarización lineal en la emisión temprana de los GRBs

A continuación se describen algunos de los modelos utilizados para explicar las mediciones de polarización de la mayoría de los GRB. La siguiente lista no pretende ser exhaustiva ya que cada modelo se ha usado para explicar una observación en particular. Mientras algunas observaciones son para un rango de frecuencias muy específico (las altas energías de la emisión temprana, rayos X o emisión en γ) y las observaciones son en intervalos de tiempo muy pequeños, otras mediciones cuentan con largas temporadas de observaciones en diferentes bandas (como la emisión tardía en óptico o radio). Adicionalmente hay diferentes interpretaciones en los modelos dependiendo de si el eje del jet esta alineado respecto a la línea de visión dentro de un cono de luz ($< 1/\gamma$) conocido como “on-axis”, o bien fuera del cono (“off-axis”).

En la lista que sigue se explica el funcionamiento general de cada modelo y lo que se ha podido establecer con razonable seguridad, gracias a la comparación entre modelos teóricos y observaciones.

1. **Emisión de sincrotrón producida por una población de electrones acelerados en un campo magnético ordenado.** Este escenario sucede cuando el campo magnético es remolcado por el jet desde el motor central (Figura 2.6). Debido a la geometría del campo magnético, la componente radial decrece mucho más rápido que la componente toroidal, el grado de polarización tendrá un valor $\Pi/\Pi_{\max} \sim 0,8$ (donde Π_{\max} es el grado de polarización máximo que se puede tener en un cierto rango espectral), i.e. $\Pi \sim 60\%$, y un valor máximo integrado en el tiempo de $\Pi/\Pi_{\max} \sim 0,6$, i.e. $\Pi \sim 45\%$ en este caso [Granot & Königl, 2003, Granot, 2003, Nakar et al., 2003]. El mayor requisito de éste modelo es tener un campo magnético ordenado sobre una escala

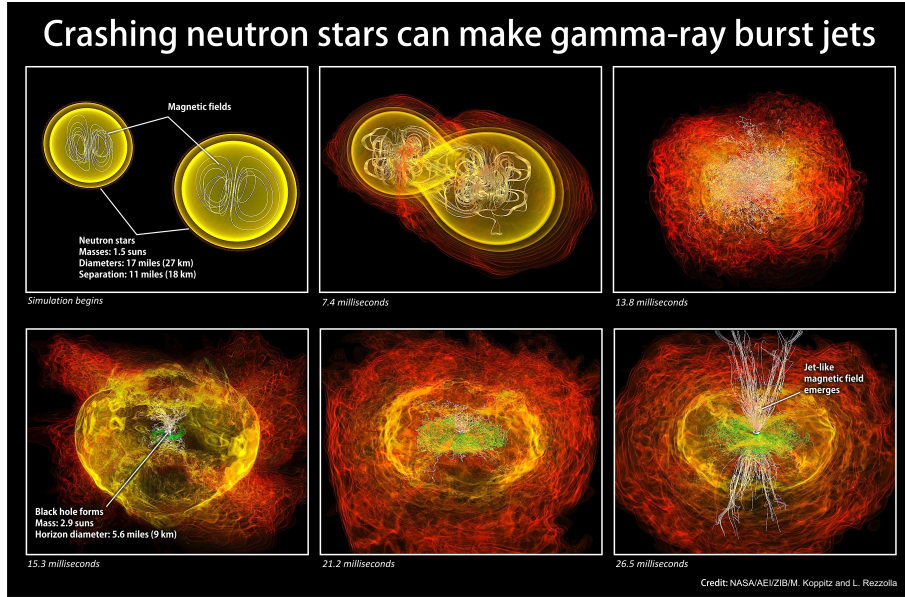


Figura 2.7: Fases evolutivas de la fusión de dos estrellas de neutrones obtenidas utilizando una simulación numérica hecha con una supercomputadora. Los tonos rojos indican baja densidad, mientras que los tonos blanco y verde representan las líneas de campo magnético. En este proceso se pierde energía orbital por medio de emisión de ondas gravitacionales, lo que lleva a un acercamiento de las estrellas. La fusión amplifica y cambia la geometría del campo magnético. Se forma un objeto compacto en el centro y el campo magnético forma estructuras capaces de producir un jet con los mismos parámetros físicos que se esperan de un GRB corto. Figura tomada de NASA/AEI/ZIB/M. Koppitz and L. Rezzolla

angular $\theta_B > 1/\Gamma$ durante la evolución del jet del GRB, donde Γ es el factor de Lorentz del choque jet relativista.

2. **Emisión de sincrotrón debido exclusivamente al flujo electromagnético del jet.** En este escenario el GRB es impulsado por energía rotacional de un magnetar progenitor Metzger et al. [2011]. Primero la energía gravitacional del progenitor es convertida en energía magnética. Posteriormente, la energía magnética se disipa conforme se aleja del mecanismo central (ver fig 2.7). El grado de polarización lineal esperado en este caso es comparable con el escenario anterior ($\sim 50\%$, Lyutikov et al. 2003). En el caso en el que el campo magnético se vuelva caótico, la polarización total se reduce notablemente Nakar et al. [2003], Lyutikov et al. [2003]. De nuevo, este efecto es difícil de cuantificar a partir de los modelos analíticos y no existen al momento modelos numéricos detallados de jets magnetizados desde el motor central hasta la región de emisión de la “prompt emission”. Por lo tanto, la mayor desventaja de estos modelos es que es complicado hacer predicciones detalladas del grado de polarización, de su variabilidad y del “position angle”. En la figura 2.7 se presenta un esquema del campo magnético en un magnetar progenitor de un GRB corto y el jet producido que disipa la energía magnética y en principio pudiera ser observada en la polarización.
3. **Emisión de sincrotrón en un campo magnético turbulento en el plano del choque.** También en este caso, es posible obtener altos niveles de polarización, Ghisellini & Lazzati [1999] exponen el modelo utilizando los argumentos de Laing [1980] sobre la compresión de líneas de campo magnético aleatorias uniformes, ver figura 2.8. En general se considera que el choque del jet al frenarse comprime el medio circundante. En la emisión producida por la compresión, la polarización en el pico puede llegar hasta $\Pi/\Pi_{\max} \sim 0,8$, i. e. $\Pi \sim 60\%$ que integrado en el tiempo con valor de $\Pi \sim 40-45\%$ Granot & Königl [2003], Granot [2003], Nakar et al. [2003]. Sin embargo, estos altos grados de polarización se alcanzan cuando el jet es visto ligeramente “off-axis”, mientras que para jets “on-axis” el grado de polarización obtenido en este caso es mucho menor (del orden de \sim algunos puntos porcentuales). Siendo que la mayor parte de la radiación es emitida en la dirección de movimiento del jet, entonces, en promedio, la mayor polarización no debe encontrarse en los GRBs más brillantes, que se supone son los mas brillantes que se han observado (debido a que

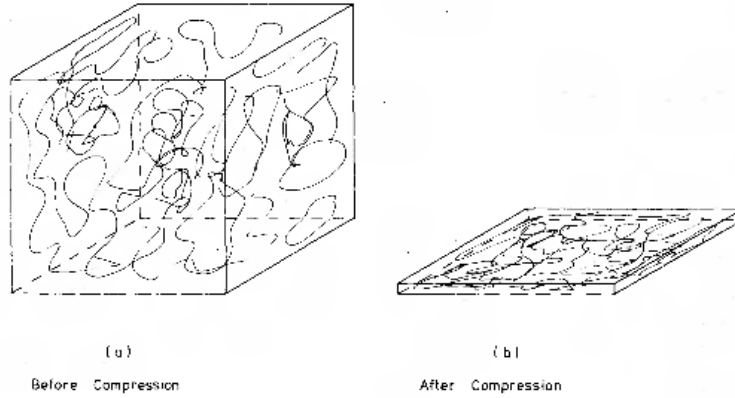


Figura 2.8: Representación de la compresión de líneas de campo magnético no ordenadas por una onda de choque. Este argumento fue expuesto por Laing [1980] en el contexto de fuentes emisión en radio extendidas, sin embargo Ghisellini & Lazzati [1999] lo utilizan para explicar la baja polarización observada en GRBs.

son mas fáciles de observar). Esto es difícil de determinar con resultados observacionales en tanto que la luminosidad intrínseca de cada pulso no es necesariamente la misma. Además, la emisión debida a varios choques internos puede superponerse, y el grado de polarización puede reducirse substancialmente Granot [2003]. Por último, la polarización observada puede también reducirse si se consideran jets “estructurados”, es decir, jets con bordes modelados por funciones suaves Nakar et al. [2003], sin embargo no se ha estudiado el efecto debido al observador “off-axis”.

4. **Polarización lineal debida a efecto Compton inverso.** El efecto Compton inverso de electrones que se propagan en el jet (“Compton drag”) también es un modelo exitoso para describir la polarización lineal en la etapa temprana de los GRBs. El efecto Compton inverso es producido cuando la radiación de sincrotrón es dispersada por los electrones que se mueven a velocidades relativistas en el jet Shaviv & Dar [1995]. El grado de polarización en este escenario puede ser incluso más alto que en el caso de la radiación por sincrotrón, alcanzando valores de hasta 60 – 100 %, pero con la condición de que el jet sea muy colimado, con $\Gamma\theta_j \sim 5$ [Shaviv & Dar, 1995, Lazzati et al., 2004], siendo Γ el factor de Lorentz del jet, y θ_j su ángulo de apertura. El máximo grado de polarización alcanzado para observadores ligeramente “off-axis” respecto al canal del jet, a ángulos $\theta_{\text{obs}} \sim \theta_j + 1/\Gamma$. Esta condición respecto al ángulo con el observador es muy parecida a la del modelo 3. De nuevo, el grado de polarización se reduce si los bordes del jet se modelan con funciones suaves y para observaciones “on-axis”. Este escenario predice un menor grado de polarización durante la fase de la emisión tardía [Dado et al., 2004].

Hemos presentado algunos de los modelos más exitosos que se han utilizado por la comunidad para describir el fenómeno de la polarización de manera teórico analítica, es decir, a partir de las mediciones, estos modelos son empleados para describir los escenarios en los cuales se pueden producir los fotones polarizados.

2.3.3. Observaciones de polarización lineal en la emisión tardía de los GRBs

En esta sección presentamos los principales resultados de las mediciones de polarización durante la fase de emisión tardía.

La primera medición aceptada de polarización lineal en el “afterglow” de un GRB fue la del GRB 990510 reportada en Covino et al. [1999] y en Wijers et al. [1999] con resultados consistentes entre si. La medición realizada obtuvo bajo grado de polarización $PD = 1,7\%$. Meses después, Rol et al. [2002] reportaron tres mediciones del GRB 990712 que mostraban una variabilidad importante en el grado de polarización pero no en el ángulo de polarización (utilizaremos éste término para referirnos al “position angle” χ). El GRB 990510 también fue el primer GRB con detección acromática de la caída posterior al jet-break claramente identificada. Las mediciones de polarización correspondientes se obtuvieron en tiempos posteriores al jet-

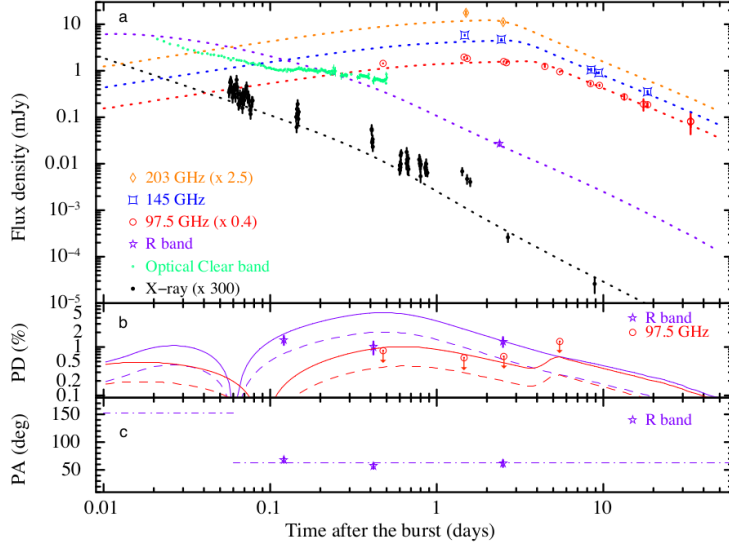


Figura 2.9: Evolución temporal del grado de polarización del “afterglow” del GRB 191221B en las bandas de rayos-X, óptico y radio (panel b), junto con las curvas de luz en óptico y radio (panel a). En el panel a, las líneas punteadas indican el ajuste de un modelo analítico a las observaciones. En el panel b, las líneas solidas y segmentadas indican ajustes para distintos grados de anisotropía del campo magnético. El panel c muestra el ángulo de polarización en la banda R. Figura tomada de Urata et al. [2019]

break. Debido al efecto beaming, de la zona de emisión que se encuentra dentro de un cono con apertura de $\sim 1/\Gamma$ respecto a la línea de visión, se puede observar tanto la emisión como su polarización. Para observadores que se encuentran a ángulos $\lesssim 1/\Gamma$ respecto al eje del jet, pero en una dirección que no coincide directamente con el eje del jet, la asimetría puede causar la polarización lineal observada. Este modelo se discutirá con más detalle posteriormente.

El GRB 021004 tuvo dos mediciones de polarización [Covino et al., 2002, Rol et al., 2002] con resultados ambiguos ya que el nivel de polarización medido es comparable al límite de polarización impuesto por nuestra galaxia. Estas observaciones y las anteriores mostraron claramente que el grado de polarización durante la fase de emisión tardía en GRB es $\lesssim 3\%$, mientras que los modelos con campos magnéticos ordenado predecían polarizaciones mínima de 20% [Björnsson, 2003].

Cuadro 2.1: Ejemplos de observaciones de polarización en la emisión tardía (a tiempos mayores que 1 día). Las mediciones de polarización lineal en “afterglow” tardíos muestran bajo grado de polarización y muy poca variabilidad en el “position angle”. El GRB 130427A no presentó medición de “position angle” y el GRB 170817A muestra una cota superior al grado de polarización.

GRB-“afterglow”	Tiempo [días]	Polarización [%]	Ángulo de polarización	Referencias
171205A	5	0,27	60 – 70	Urata et al 2019
170817A	243	<12	—	Corsi et al 2018
130427A	1.5	7,5	—	van der Horst et al. 2014
020813	4.2	1,8	137 – 163	Gorosabel, et al. 2002
020405	1.2	9,9 – 1,2	154 – 179	Covino et al. 2002b Masetti et al 2003
990712	1.45	2,2	139	Rol et al. 2000

La Tabla 2.1 muestra algunas de las mediciones del grado de polarización lineal en “Afterglow” tardíos de GRBs (a tiempos $\gtrsim 1$ día) reportadas en los últimos 20 años (la figura 2.9 muestra el GRB 191221B como ejemplo). Estas mediciones muestran grados de polarización bajos y poca variación del “position angle”. Los diferentes modelos propuestos para interpretar las observaciones establecen la presencia de un campo

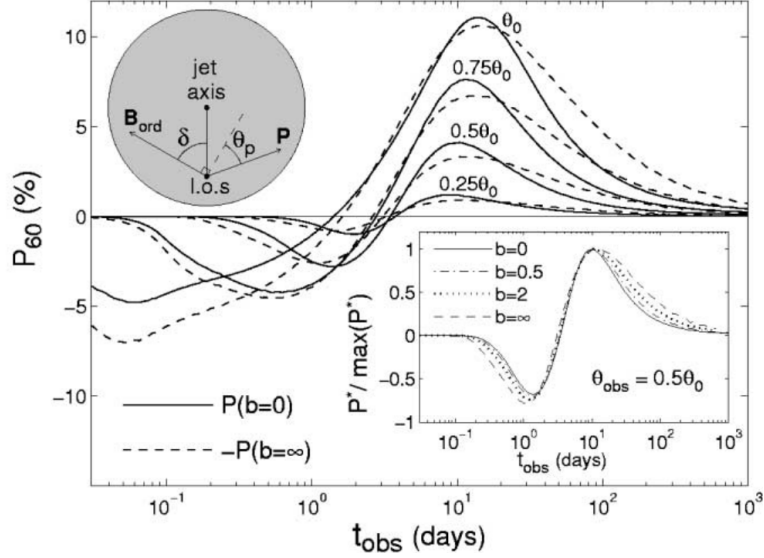


Figura 2.10: Esta figura muestra la curva de polarización (gráfica del grado de polarización contra el tiempo) para diferentes ángulos de observación obtenidos con un modelo analítico. La geometría del problema se muestra en el círculo gris en la esquina superior izquierda. En este modelo se utilizan distintas fracciones de campo magnético perpendicular vs. paralelo al choque (representadas por el parámetro b , Granot & Königl 2003).

magnético no ordenado en dirección del plano tangente al choque, posiblemente con una componente perpendicular al choque, por lo que el grado de polarización es bajo. En la siguiente sección se abordarán las implicaciones de este tipo de observaciones y los modelos que se requieren para explicarlas.

2.3.4. Modelos de polarización en “afterglows”.

En esta sección presentaremos algunos de los modelos más importantes que se han desarrollado para explicar las observaciones de polarización en la emisión tardía de los GRBs. Una lista parcial de modelos teóricos de polarización en GRB incluye a Sari et al. [1999], Klose et al. [2004], Wu et al. [2005], Toma et al. [2008], Lan et al. [2016], Nava et al. [2016], Gill & Granot [2018], Lan et al. [2018], Gill & Granot [2020], Birenbaum & Bromberg [2021], Shimoda & Toma [2021], Teboul & Shaviv [2021]

La polarización en la emisión de sincrotrón depende de la geometría del campo magnético. Los “afterglows” de GRBs con mediciones de polarización han puesto en discusión el origen del campo magnético (del jet o del medio) y su configuración geométrica (paralelo o perpendicular al choque, con dirección alineada o aleatoria). A continuación, mencionaremos brevemente algunos ejemplos de modelos que dependen de la geometría del campo magnético. Las mediciones del grado de polarización lineal realizadas durante la emisión de GRBs presentadas en la Tabla 2.1 junto con sus curvas de luz, muestran la gran diversidad de observaciones que se han obtenido y la complejidad que puede haber para encontrar modelos adecuados a cada una de ellas, así como un mismo esquema teórico. Esta es la motivación científica principal de esta tesis y un reto muy importante en el estudio y entendimiento de los GRBs actualmente.

Durante la fase temprana de emisión del “afterglow” (“early-afterglow”), la polarización es mayor, llegando a $\sim 10 - 20\%$, para después decaer a valores mucho más pequeños, del orden de algunos puntos porcentuales ($< 10\%$) como se ha mencionado anteriormente, después de ~ 1 día. Durante el “early-afterglow” la emisión se debe principalmente al “reverse-shock” (RS) impulsado por el jet magnetizado eyectado por el motor central, mientras que en la fase del “late-afterglow” el RS cruza completamente el material lanzado por el motor central, y la emisión es debida principalmente al choque frontal (el que se mueve en dirección del jet). Por lo tanto, la polarización lineal total depende directamente del cociente entre la intensidad del campo ordenado y no ordenado en el RS [Granot & Königl, 2003, Zhang & Yan, 2011]. La presencia de un alto grado de polarización indica entonces que en el RS sobrevive una componente importante de campo ordenado. Entonces, si la línea de visión está sólo un poco fuera del

eje del jet, la simetría del campo ordenado se pierde y puede producirse radiación con un alto grado de polarización aunque las demás regiones del plasma del jet no contribuyan sustancialmente.

En el caso del RS (para mas detalles respecto a modelos teoricos ver Wu et al. [2005]), el origen del campo magnético posiblemente se remonte al progenitor del GRB. Este modelo supone que el campo magnético fue acarreado por el jet o un viento precursor del GRB. Durante la fase de desaceleración del jet, la amplitud del campo decrece como $\sim r^{-3}$. Por lo tanto, incluso cuando el progenitor tiene un campo magnético intenso en el motor central ($B \gtrsim 10^{15}$ G) a distancias $R \sim 10^{16}$ cm la intensidad del campo tendrá valores muy bajos, no compatibles con las observaciones.

Para reproducir las observaciones, el campo magnético debe ser generado en la interacción entre el choque y el medio ambiente (en el choque frontal) o entre el choque y el material colimado del jet (en el RS). Es imposible conseguir que la intensidad del campo magnético sea la que se espera únicamente por compresión del medio interestelar debido al choque (ver Lan et al. [2018]). De hecho, el choque relativista incrementa la intensidad del campo magnético como $B \sim \Gamma B_{\text{ISM}} \sim 10^{-4}(\Gamma/10^2)$ G, siendo Γ el factor de Lorentz del choque y B_{ISM} el campo magnético del medio no chocado, ambos definidos en el sistema de referencia del observador.

Debido a que la polarización en la emisión tardía es muy baja en la mayoría de las observaciones, el primer modelo para explicar dichas observaciones es una generalización del primer modelo presentado en la sección de la emisión temprana. El total de la polarización observable en el “afterglow” depende de la suma de la emisión polarizada de cada zona, la cual puede ser ordenada localmente pero orientada en direcciones arbitrarias cuando es considerada globalmente (ver figura 2.6). Este modelo consiste en zonas de pequeño tamaño, cada uno con un campo magnético ordenado, pero en dirección distinta respecto a los parches vecinos. En este caso, la polarización total de la emisión es $\langle P \rangle \propto 1/N$ [Gruzinov & Waxman, 1999], siendo N el numero de regiones distintas, que tiende a cero para valores grandes de N . De acuerdo con este modelo, la suma podría resultar en variación del ángulo y el grado de polarización en el tiempo, siendo que, en el modelo de zonas de emisión polarizada, la polarización se magnifica cuando el observador está alineado con algunas de estas zonas.

Para interpretar la polarización observada durante el “late afterglow” (figura 2.9), Sari et al. [1999] propusieron un modelo en el cual se señalaba la posibilidad de encontrar un bajo grado de polarización lineal considerando que el campo magnético responsable de la radiación de sincrotrón podría encontrarse confinado en dirección tangente al choque. La mayoría de las observaciones han logrado explicarse mediante la configuración magnética propuesta por Gruzinov [1999], Sari et al. [1999], que establecieron un límite de 10 % en la polarización lineal. En los casos en los que se han encontrado PD más grande, mayor a 10 % y hasta de 30 %, los modelos de campo paralelo al choque fueron modificados por Lazzati et al. [2004] al incorporar una pequeña proporción de campo magnético perpendicular al choque. Ghisellini & Lazzati [1999] propusieron un mecanismo para producir campos magnéticos anisotrópicos mediante la compresión hidrodinámica del campo magnético por el jet. Estos resultados teóricos son comparados con los resultados de las simulaciones hidrodinámicas del jet en el capítulo 4. La figura (2.10) muestra un ejemplo el efecto de mezclar las dos componentes. Algunos ejemplos son las observaciones del GRB 020813 [Barth et al., 2002] o el GRB 1702015A [Shimoda & Toma, 2021].

Además de considerar campos magnéticos acarreados desde el motor central y campos magnéticos generados por mecanismos de aceleración de Fermi, los efectos debidos a la presencia de un campo magnético ordenado en el medio donde se propaga el jet fueron estudiados con detalle en Granot & Königl [2003]. La polarización total calculada para un “afterglow” [Granot & Königl, 2003] con una componente de campo magnético no ordenado B_{rnd} en la región post-choque y una componente ordenada en el medio ambiente B_{ord} es:

$$P = \left(\frac{\eta P_{\text{ord}}}{1 + \eta} \right) \left(1 + \left(\frac{P_{\text{rnd}}}{\eta P_{\text{ord}}} \right)^2 - 2 \left(\frac{P_{\text{rnd}}}{\eta P_{\text{ord}}} \right) \cos 2\delta \right)^{1/2}, \quad (2.28)$$

donde $\eta \equiv I_{\text{ord}}/I_{\text{rnd}} \approx \langle B_{\text{ord}}^2 \rangle / \langle B_{\text{rnd}}^2 \rangle$ es el parámetro de anisotropía del campo magnético y δ es el ángulo entre la dirección del campo magnético y el eje del jet. El “position angle” θ está dado por:

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\sin 2\delta}{\cos 2\delta - \eta P_{\text{ord}}/P_{\text{rnd}}} \right). \quad (2.29)$$

Este modelo predice grados de polarización consistentes con las observaciones. Por otro lado, las observaciones presentan grados de polarización con poca variabilidad durante la evolución del “afterglow”, y “position angles” que permanecen prácticamente constantes. Por otro lado, el modelo de Granot & Königl [2003] predice una rotación del “position angle”.

Durante la fase temprana el factor de Lorentz del choque de proa Γ es suficientemente grande para que la región de emisión se pueda considerar esférica (ya que solo una pequeña parte de esta región es visible por el observador por el efecto “beaming”). En este caso el grado de polarización producido por el choque de proa será nulo o muy pequeño y la polarización observada se origina en el RS. Posteriormente, en la fase tardía del “afterglow”, el observador detecta una región emisora más grande que incluye toda la sección del cono del jet. Si excluimos el caso en que el observador y el jet se encuentren perfectamente alineados (“on-axis”), cuando $\Gamma \sim \theta_c$, siendo θ_c el ángulo de apertura del jet, el observador comienza a detectar la emisión proveniente del borde del jet. Necesariamente se rompe la simetría de la zona de emisión y puede presentarse polarización lineal. Modelos analíticos predicen que la polarización en este caso tendrá dos máximos y un periodo de polarización nula entre ambos máximos. Los modelos también establecen que entre ambos máximos se presenta un cambio en el ángulo de la polarización de 90° . De acuerdo con Ghisellini & Lazzati [1999], Björnsson [2003], el PD máximo depende del ángulo de observación como:

$$\Pi_{max} \sim 0,19\Pi_0 \left(\frac{\theta_o}{\theta_c}\right)^2. \quad (2.30)$$

La ecuación 2.30 es válida si $1/20 < \theta_o/\theta_c < 1$ y $1^\circ < \theta_c < 15^\circ$.

Los modelos analíticos fueron originalmente desarrollados para jets “top-hat”, es decir jets con una estructura homogénea en dirección polar. En este caso, la luminosidad emitida por unidad de ángulo sólido es constante en el jet. Rossi et al. [2004] han explorado como varía la polarización del jet con estructuras no homogéneas. En jets estructurados la radiación por unidad de ángulo sólido es mayor a lo largo del eje del jet que en las “alas” del jet. Por ejemplo, en jets con estructura gaussiana la luminosidad del jet obedece una distribución gaussiana, con un núcleo de emisión constante que decrece exponencialmente hacia afuera. Rossi et al. [2004] mostraron que las curvas de luz son muy similares entre si. Sin embargo, la curva de polarización muestra marcadas diferencias, lo cual convierte al estudio de la polarización en una herramienta muy poderosa para diagnosticar la estructura del jet del “afterglow”. Rossi et al. [2004], Wu et al. [2005] han mostrado también que en los modelos de jets estructurados, debido a la asimetría geométrica intrínseca del jet, se pueden notar diferencias dependiendo de la distancia angular de la línea de visión respecto al eje del jet. Las predicciones para diferentes estructuras muestran baja polarización a tiempos pequeños, pero la diferencia más importante es que no presentan una rotación del “position angle” de 90° que también predicen los jets homogéneos alrededor del primer máximo.

Capítulo 3

Códigos numéricos

En el capítulo 4 se presentaran simulaciones numéricas de la polarización producida por jets relativistas durante la fase de emisión tardía de GRBs. En esta sección, se presenta una breve descripción de los códigos usados en los cálculos: el código hidrodinámico *Mezcal* (sección 3.1), con el cual se resuelven las ecuaciones de la hidrodinámica relativista para seguir la deceleración de jet relativistas asociados a GRBs; un código para el cálculo de la polarización desarrollado como parte de esta tesis (sección 3.2).

3.1. Código hidrodinámico

El código *Mezcal* [De Colle et al., 2012] integra las ecuaciones de la hidrodinámica relativista usando una malla adaptiva. El código está paralelizado y corre en cientos de CPUs. Ha sido usado en numerosos artículos para estudiar la propagación de chorros asociados a destellos de rayos gamma y supernovas y la emisión de la radiación durante la fase de emisión tardía.

En esta sección describiré brevemente el funcionamiento del código que resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica para sistemas en el régimen de relatividad especial (SRHD por sus siglas en inglés - “Special Relativistic HydroDynamics”). Las ecuaciones de la SRHD en forma conservativa son:

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \nabla \cdot (D\vec{v}) = 0 , \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{S}\vec{v} + p\mathbf{I}) = 0 , \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \vec{\tau}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{\tau}\vec{v} + p\vec{v}) = 0 , \quad (3.3)$$

donde p es la presión del gas, $\vec{v} = \beta c$ es la velocidad del plasma en una celda (siendo c la velocidad de la luz) e \mathbf{I} es la matriz identidad. Estas ecuaciones representan la conservación de alguna cantidad física, en particular la conservación de masa, momento y energía respectivamente. Las variables conservadas (D , \vec{S} , $\vec{\tau}$) están medidas en el sistema de referencia del laboratorio, mientras que presión y densidad están medidos en el sistema de referencia en movimiento con el fluido (el sistema propio). La densidad de energía y densidad de momento se relacionan con las densidad de masa, velocidad y presión (respectivamente ρ , \vec{v} y p) mediante la transformación:

$$D = \rho\Gamma , \quad (3.4)$$

$$\vec{S} = Dh\Gamma\vec{v} , \quad (3.5)$$

$$\tau = Dh\Gamma c^2 - p - Dc^2 , \quad (3.6)$$

donde $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ es el factor de Lorentz y h es la entalpía específica.

Las ecuaciones de la SRHD son un sistema jerárquico de ecuaciones diferenciales parciales del tipo hiperbólico. Estas ecuaciones se pueden resolver con el método de volúmenes finitos, de manera análoga

a como se resuelven otros sistemas de ecuaciones diferenciales parciales hiperbólicas, como por ejemplo las ecuaciones de Euler, que describen la dinámica de gases no relativistas. En general el método resuelve el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{f} = 0. \quad (3.7)$$

En el caso de un problema uni-dimensional (la generalización a más de una dimensión es trivial) la ecuación anterior se discretiza de la siguiente forma:

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \left(F_{i+1/2}^{n+1/2} - F_{i-1/2}^{n+1/2} \right), \quad (3.8)$$

donde x_i representa la posición del centro de la celda i , cuyo volumen es $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$, y $x_{i\pm 1/2}$ son las posiciones de las fronteras entre las celdas consecutivas $x_{i\pm 1}$. Las cantidades conservadas por unidad de volumen U y el flujo integrado en el tiempo F son:

$$U_i^n = \frac{1}{\Delta x_i} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} u_i(t^n, x) dx, \quad (3.9)$$

$$F_{i\pm 1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} f(t, x_{i\pm 1/2}) dt, \quad (3.10)$$

aunque estas soluciones son exactas cualquier método para evaluar estas integrales se vuelve muy costoso computacionalmente para un número suficiente de celdas. En el código *Mezcal*, se aproxima el flujo por medio del método HLL [Harten et al., 1983], el cual es un método sencillo y eficiente computacionalmente, aunque incrementa la disipación numérica con la que se resuelven las ecuaciones.

3.2. Desarrollo de un código para el cálculo de la polarización

Las simulaciones hidrodinámicas nos proporcionan la información necesaria para calcular la emisión de sincrotrón en cada elemento de fluido para cada tiempo establecido por la simulación. La polarización debida a la emisión de sincrotrón supone la existencia de un campo magnético con el que interactúa el plasma chocado. Considerando el enfriamiento en el tiempo del plasma por medio de radiación de sincrotrón, se obtienen los parámetros de Stokes por cada elemento del plasma. Los parámetros de Stokes en cada celda se integran para obtener el grado de polarización global. En esta sub-sección se explican brevemente las consideraciones físicas y las ecuaciones que se implementan en el código numérico. La discusión que se realiza a continuación se limita al caso de dos dimensiones, sin embargo es fácilmente generalizable a tres dimensiones. Cabe señalar que este procedimiento es el primero de su tipo. El artículo correspondiente está en el capítulo 4 donde también se puede encontrar una descripción más detallada del método desarrollado.

Como vimos en la sección anterior, una forma muy práctica de medir la polarización es utilizar el formalismo de los parámetros de Stokes. Los parámetros de Stokes se calculan de la siguiente manera:

$$I = \int F_\nu (\sin \chi')^{\alpha+1} d\Omega, \quad (3.11)$$

$$Q = \int F_\nu (\sin \chi')^{\alpha+1} \pi_\nu (\cos 2\tilde{\chi}) d\Omega, \quad (3.12)$$

$$U = \int F_\nu (\sin \chi')^{\alpha+1} \pi_\nu (\sin 2\tilde{\chi}) d\Omega. \quad (3.13)$$

donde Q y U son los parámetros principales de polarización lineal, χ es el “position angle” (PA) y π_ν se conoce como la fracción de polarización. La fracción de polarización lineal π_ν depende del rango espectral considerado. A partir de ahora la denominaremos simplemente como “polarización local” ya que se refiere

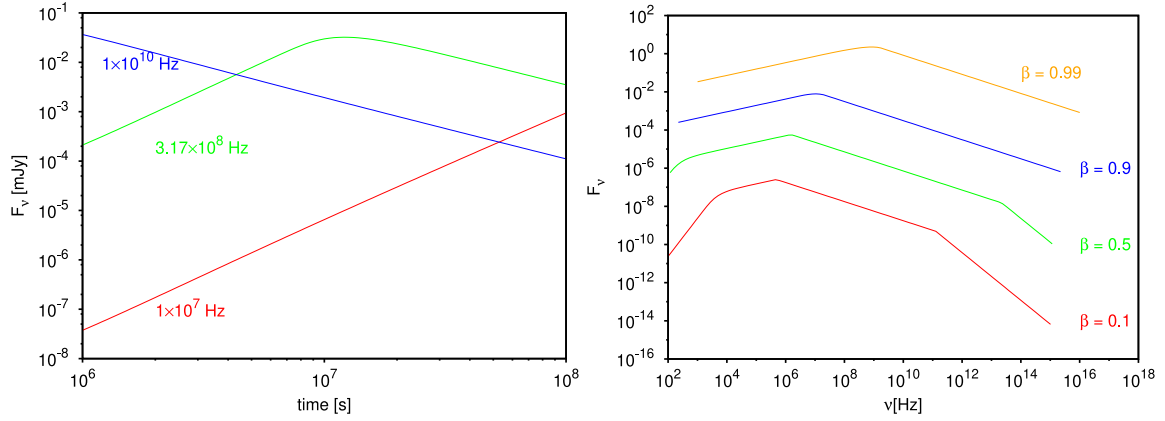


Figura 3.1: En el panel izquierdo se muestran curvas de luz a diferentes frecuencias. A frecuencias $\sim 10^8$ Hz, el flujo crece, tiene un pico a ~ 1 yr y decae. En el panel derecho (con las mismas unidades que el panel anterior) se muestra el espectro para distintas velocidades del choque esférico ($\beta = v/c$). Se puede observar una estructura más compleja para el régimen clásico mientras que en el relativista sólo hay un pico.

a la polarización de la radiación emitida por un elemento de volumen, y debemos distinguirla del valor de la polarización global observada Π_ν , que se obtiene integrando la emisión sobre todo el volumen emisor .

La polarización local se determina integrando la emisión de sincrotrón de cada partícula sobre la distribución de electrones (véase el capítulo 4 para una descripción detallada del procedimiento usado). Depende del rango espectral considerado, en particular del valor de la frecuencia respecto a la frecuencia de enfriamiento ν_c (la frecuencia correspondiente al máximo factor de Lorentz de la distribución de electrones acelerados, i.e. $\nu_c \propto \gamma_c^2$) y la frecuencia característica de la población de electrones ν_m (que corresponde al mínimo factor de Lorentz de la población de electrones, i.e. $\nu_m \propto \gamma_m^2$).

Respecto a la polarización local, en la literatura existente se han considerado típicamente valores constantes de π_ν en cada rango espectral. En un artículo reciente, por otro lado, [Birenbaum & Bromberg, 2021] han argumentado que un cálculo detallado de la polarización local lleva a resultados muy distintos respecto a los que se han encontrado anteriormente en la literatura. En el capítulo 4 se muestra cómo usar valores constantes o hacer cálculos detallados lleva a aproximadamente el mismo resultado (con diferencias menores a 10%).

La descripción detallada del código usado para calcular la polarización a partir de los resultados de la simulación hidrodinámica se presenta en el capítulo 4. En esta sección, por otro lado, presentamos algunas pruebas del código no incluidas en el artículo publicado..

3.2.1. cálculo de la curva de luz de supernovas por medio de un modelo analítico no relativista.

Como primer paso para calcular la polarización se generó un código semi-analítico que calcula el flujo de la emisión de sincrotrón considerando un modelo paramétrico que depende de la densidad del medio ambiente y la velocidad con la que se propaga el choque. Este modelo se ha desarrollado con el fin de entender el comportamiento de la emisión de sincrotrón para flujos en régimen newtoniano o relativista, así como diferentes perfiles de densidades y estructuras de flujo (en particular, con movimiento de expansión esférica, elipsoidal, o jets bipolares), es decir, estructuras que dependen también de los ángulos θ y ϕ . En la siguiente sub-sección se explica en qué consiste este modelo paramétrico y se comparan los resultados obtenidos con las observaciones de una explosión de una supernova [Soderberg et al., 2010]. Después se utilizará este modelo para incorporar la polarización debida a un campo magnético con geometría arbitraria. De esta manera, se podrá validar el funcionamiento del modulo de polarización antes de usarlo directamente acoplado a simulaciones numéricas complejas.

Para encontrar el flujo se resuelve la ecuación de transferencia radiativa. Las curvas de luz y espectros

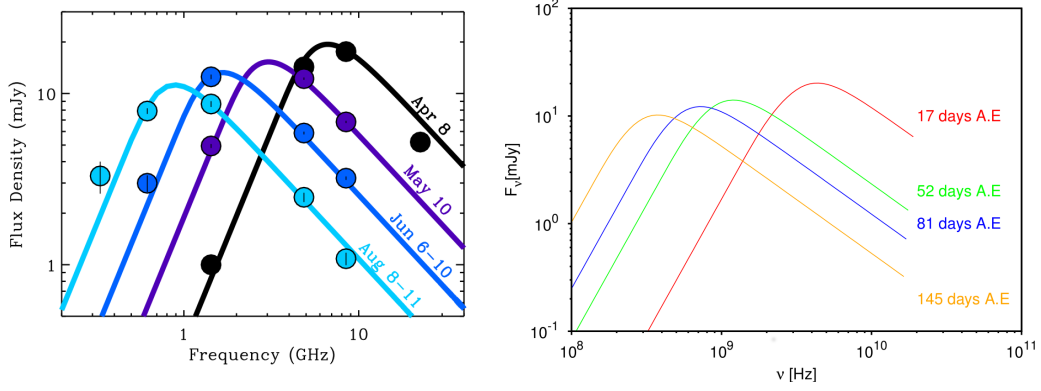


Figura 3.2: Panel izquierdo: Espectro de la SN2009bb [Soderberg et al., 2010]. Los ajustes corresponden a radiación de sincrotrón. Panel derecho: cálculo del espectro realizado con el código semi-analítico de éste trabajo. Los tiempos indicados en el panel derecho corresponden a días después de la explosión y a los tiempos indicados en el panel izquierdo.

se caracterizan por segmentos de leyes de potencias con cambios de pendientes en tiempos y frecuencias características. La Figura 3.1 (panel izquierdo) muestra la curva de luz a diferentes frecuencias, consistente con lo que se espera para radiación de sincrotrón. También, la figura 3.1 (panel derecho), muestra el espectro obtenido considerando una explosión esférica, con la onda de choque moviéndose a distintas velocidades, desde sub-relativistas ($\beta = 0,1$) a altamente relativista ($\beta = 0,99$, correspondiente a un factor de Lorentz de ~ 7). En el caso newtoniano, se pueden observar tres cortes, correspondientes a las frecuencias de auto-absorción ν_{sa} , a la frecuencia característica de la población de electrones ν_m , y a la frecuencia de enfriamiento ν_c . Las pendientes observadas son consistentes con los valores teóricos esperados. En detalle, $F_\nu \propto \nu^{5/2}$ para $\nu < \nu_{sa}$, $F_\nu \propto \nu^{1/3}$ para $\nu_{sa} < \nu < \nu_m$, $F_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$ para $\nu_m < \nu < \nu_c$, y $F_\nu \propto \nu^{-p/2}$ para $\nu > \nu_c$. En el caso relativista, siendo que más energía está disponible en la onda de choque debido a las mayores velocidades, por tanto, a los electrones acelerados y el flujo incrementa. Además, las frecuencias características se modifican. La frecuencia ν_{sa} disminuye, mientras que ν_m y ν_c incrementan.

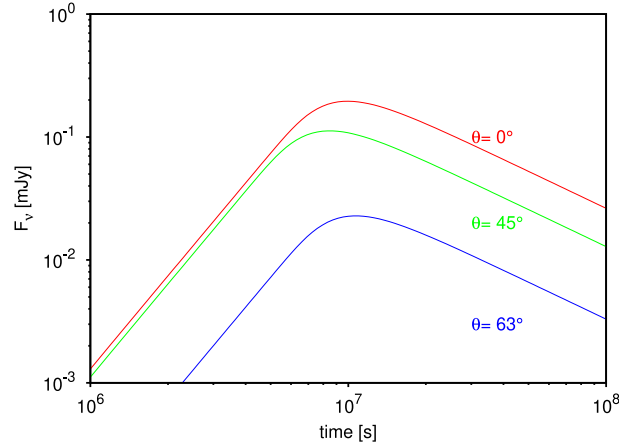


Figura 3.3: Curvas de luz calculadas para un choque no esférico, con una velocidad de expansión $\beta \propto \cos^2 \theta$, vista a diferentes ángulos.

La figura 3.2 muestra una comparación entre las observaciones de la SN2009bb [Soderberg et al., 2010] y los cálculos obtenidos usando el código numérico. En el código, primero se considera que la posición del choque esférico es $R \propto t^{0,8}$, lo que implica que la velocidad del choque es $v = dR/dt \propto t^{-0,2}$. El medio ambiente tiene una densidad $\rho = \dot{M}_w / (4\pi r^2 v_w)$, correspondiente a $\dot{M}_w = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. En el código desarrollado, se calcula la velocidad del choque y la densidad, energía y velocidad post-

choque como función del tiempo. Con estos valores se calcula la radiación de sincrotrón resultante. La figura 3.2 muestra que la radiación de sincrotrón calculada con el código numérico es consistente con las observaciones y con el ajuste presentado por Soderberg et al. [2010].

Además de curvas de luz y espectros generados por choques esféricos, el código desarrollado permite calcular flujos relativistas no esféricos. La Figura 3.3 considera una onda de choque con una velocidad $\propto \cos^2 \theta$ (donde θ es el ángulo polar, medido respecto al eje z) vista a distintos ángulos de observación. Observadores alineados con el eje z observan mayor flujo siendo que el choque tiene mayor velocidad en esa dirección. Este es el efecto de amplificación relativista “beaming” típico de los flujos relativistas.

En la siguiente sección mostramos como se realizan los cálculos de la polarización para un frente de choque esférico y relativista.

3.2.2. Polarización en choques relativistas

La figura 3.4 reproduce la polarización calculada con el código desarrollado como parte de esta tesis a partir de los resultados presentados por Lyutikov et al. [2003]. Estos cálculos se refieren al caso de un choque esférico en expansión relativista, con un campo magnético toroidal. En estos cálculos, el observador está “off-axis” respecto al eje de simetría del campo toroidal. Como se nota en la figura 3.4, el cálculo obtenido con el código desarrollado en esta tesis produce resultados cualitativamente similares a los de Lyutikov et al. [2003]. Los mapas de polarización proyectados en el plano del cielo considerando un ángulo “off-axis” de 30 grados, además un valor de $\Gamma = 1$, $p = 3$. Los parámetros $\epsilon_e = 10^{-2}$ y $\epsilon_b = 10^{-4}$ que son considerados para los cálculos de la emisión aunque no se especifican en Lyutikov et al. [2003].

En el código, se pueden considerar distintas configuraciones del campo magnético. Por ejemplo, en la figura 3.5 se muestra un mapa con los vectores de campo magnético impuesto con dirección paralela al choque. En este caso la polarización total es cero por la simetría del problema, lo que se ha podido verificar directamente con los resultados del cálculo.

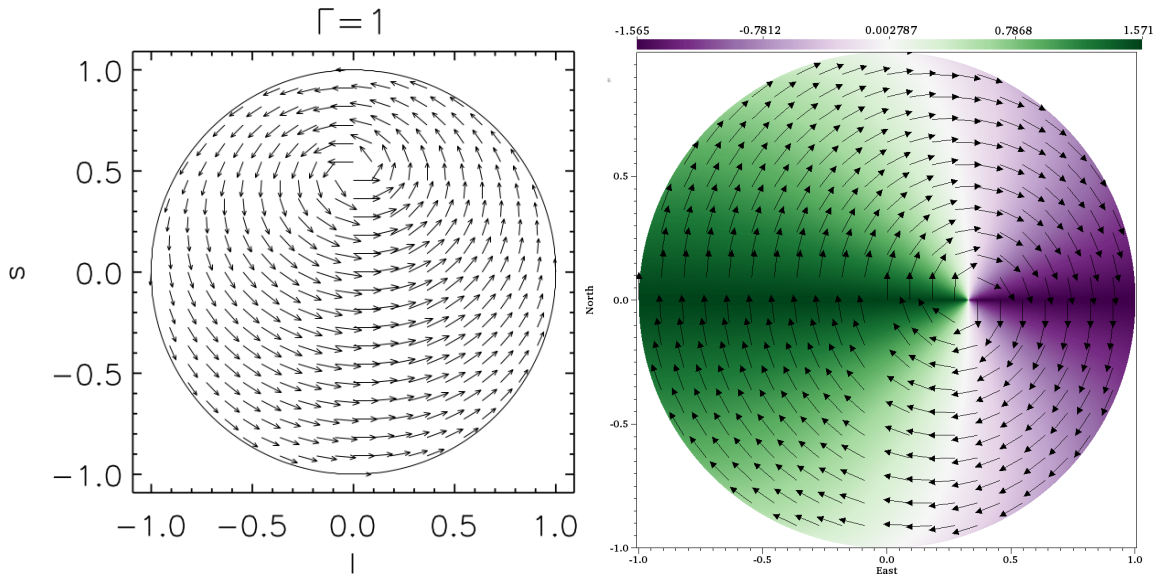


Figura 3.4: Mapas que muestran la distribución de la dirección de polarización lineal (direcciones de los vectores) proyectadas en el plano del cielo, producidas por una explosión esférica en expansión relativista, para un campo magnético toroidal. La escala de colores representa el valor del “position angle” (definido entre $-\pi/2$ y $\pi/2$). El observador se encuentra a un ángulo de 3° respecto al eje de simetría del campo toroidal. El panel izquierdo es tomado de Lyutikov et al. [2003], mientras que el panel derecho muestra el resultado de nuestra simulación.

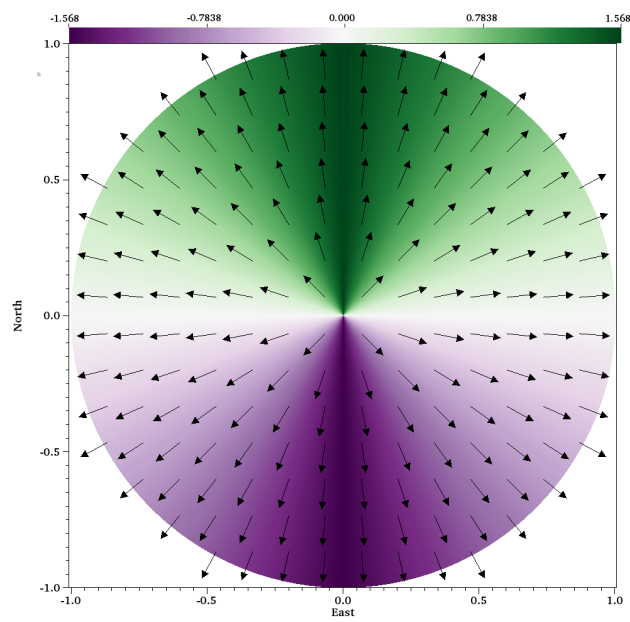


Figura 3.5: Lo mismo que en figura 3.4, pero para un campo magnético perpendicular al choque. La escala de colores representa el valor del “position angle”.

Capítulo 4

Simulaciones numéricas de polarización en la emisión tardía de los GRBs

El contenido de este capítulo ha sido publicado en *MNRAS: Numerical simulations of polarisation in gamma-ray burst afterglows*, R. Medina Covarrubias, F. De Colle, G. Urrutia, & Felipe Vargas, 523, 4583, [Medina Covarrubias et al., 2023].

Abstract

We compute the linear polarisation during the afterglow phase of gamma-ray bursts, for both on-axis and off-axis observers. We use numerical simulations of the deceleration of a relativistic jet, and compute the polarisation by post-processing the results of the numerical simulations. In our simulations, we consider a magnetic field that is chaotic in the plane of the shock, in addition to a magnetic field component that is parallel to the shock velocity. While the linear polarisation computed for on-axis observers is consistent with previous analytical estimates, we found that lateral expansion, which is accurately handled in our simulations, plays a crucial role in determining the linear polarisation for off-axis observers. Our results show that the off-axis linear polarisation, as seen by off-axis observers, exhibits a single peak, in contrast to the two peaks inferred by previous analytical studies. The maximum polarisation degree is 40% at an observing angle $\theta_{\text{obs}} = 0,4$ rad, and it decreases as the observing angle increases, which is opposite to what predicted by analytical models, where polarisation increases with larger observing angles. From the upper limit of 12% in the linear polarisation obtained at 244 days for the GRB 170817A, we also infer an anisotropy factor of $B_{\parallel}/B_{\perp} = 0,5 - 0,9$, consistent with the post-shock magnetic field being amplified by turbulence.

Keywords: polarisation – radiation mechanisms: non-thermal – relativistic processes – methods: numerical – gamma-ray burst: general – shock waves

4.1. Introduction

Gamma Ray Bursts (GRBs) are intense pulses of gamma rays emitted during the propagation of collimated relativistic jets. These jets are formed during the collapse of massive stars or the merging of compact objects, such as a neutron star or a neutron star-black hole binary system. The high energy prompt emission is typically followed by a multi-wavelength afterglow emission that spans from radio to X-rays frequencies (see, e.g., Kumar & Zhang 2015, Levan 2018 for reviews).

The afterglow emission is accurately modelled by considering synchrotron emission produced by non-thermal electrons accelerated at the shock front and moving through the magnetised post-shock region

[e.g., Rees & Meszaros, 1992, Paczynski & Rhoads, 1993, Mészáros & Rees, 1997, Sari et al., 1998]. Thus, studying the afterglow emission is important to understand the interaction between the relativistic jet and the surrounding environment. In the best-case scenario, in which a detailed spectrum as a function of time is observed, it becomes possible to determine the density of the ambient medium, the energy of the explosion, and the micro-physical parameters of the particle acceleration process [see, e.g., Aksulu et al., 2020, 2022, and references therein].

The origin and structure of the magnetic field in the post-shock region are still uncertain. The two-stream, relativistic Weibel instability can generate magnetic fields close to equipartition [Medvedev & Loeb, 1999], mainly tangled in the plane of the shock. However, this magnetic field will decay unless a dynamo generated by turbulence amplifies the magnetic field in the bulk of the post-shock region where most of the radiation is emitted [e.g., Milosavljević & Nakar, 2006, Sironi & Goodman, 2007, Goodman & MacFadyen, 2008], amplifying the component of the magnetic field perpendicular to the shock plane [Gruzinov, 1999, Granot & Königl, 2003].

As polarisation depends on the magnetic field geometry, modelling existing polarisation observations can provide information on the magnetic field orientation and origin. Different magnetic field geometries have been considered, including ordered magnetic fields, [e.g., Granot, 2003, Granot & Königl, 2003, Lyutikov et al., 2003, Mundell et al., 2013, Nakar et al., 2003, Cheng et al., 2020, Teboul & Shaviv, 2021, Kuwata et al., 2023], magnetic fields tangled in the shock plane or perpendicular to it [Ghisellini & Lazzati, 1999, Gruzinov, 1999, Medvedev & Loeb, 1999, Sari et al., 1999, Granot et al., 2002], or asymmetric magnetic fields, e.g., those generated by causally disconnected regions [e.g., Gruzinov & Waxman, 1999].

Ordered magnetic fields are known to exhibit a high level of polarisation degree (PD hereafter). Laing [1980] demonstrated that a chaotic magnetic field, compressed along the direction of propagation of the shock front, increases the polarisation degree when the line of sight is parallel to the direction of compression. Hence, a low PD (e.g., $\lesssim 10\%$) could be an indicator of a tangled magnetic field in the plane of the shock or a magnetic field perpendicular to the shock plane. Understanding the magnetic field structure can provide insights into the particle acceleration process, jet structure, and the dynamics of the magnetic field, such as the presence of turbulence in the post-shock region.

During the early afterglow, the optical PD can reach values of $\gtrsim 10\%$ and is believed to be associated with the propagation of the reverse shock and the presence of ordered magnetic fields (see Jordana-Mitjans et al. 2020 and references therein). However, the optical and radio afterglow exhibit low or no polarisation (\lesssim a few %) at late times ($\gtrsim 1$ day) when the forward shock, which decelerates as it propagates through the ambient medium, dominates the light curve [e.g., Covino & Gotz, 2016].

The polarisation of GRBs during the late afterglow phase has been studied extensively [e.g. Sari et al., 1999, Kloze et al., 2004, Wu et al., 2005, Toma et al., 2008, Lan et al., 2016, Nava et al., 2016, Gill & Granot, 2018, Lan et al., 2018, Gill & Granot, 2020, Birenbaum & Bromberg, 2021, Shimoda & Toma, 2021, Teboul & Shaviv, 2021]. Previous models typically rely on simple analytical or semi-analytical descriptions of the dynamics of the emitting region, such as a decelerating thin shell, without a radial structure (but see Gill & Granot 2020) or lateral expansion, or with a lateral expansion described by a simple analytical prescription (i.e. by considering a jet expanding laterally at the local sound speed), and radial velocities. At late times, when the shock Lorentz factor becomes $\Gamma_{\text{sh}} \lesssim 1/\theta_j$ (being θ_j the jet opening angle), the lateral expansion becomes important and should be taken into account. Furthermore, turbulence and shearing, which can only be captured via numerical calculations, can affect the velocity and magnetic field structure in the post-shock region.

In this paper, we extend previous results by presenting the first numerical simulations of polarisation in GRB afterglows. We post-process the results of special relativistic hydrodynamic simulations that properly include jet lateral expansion. Our simulations consider magnetic fields parallel and perpendicular to the shock front, for on-axis and off-axis observers, for a top-hat jet decelerating in a uniform medium. The study of structured jets is left for future study.

This paper is structured as follows. In section 2, we describe the numerical simulations and the methods used to compute synchrotron radiation and the resulting polarisation as a function of magnetic field structure. In section 3, we present polarisation and position angles computed for different magnetic field configurations. In section 4, we discuss the results in terms of available observations. Finally, we provide

our conclusions in section 5.

4.2. Methods

4.2.1. Hydrodynamics simulations

We compute the evolution of the PD during the afterglow phase of GRBs by post-processing the results of two-dimensional (2D), axisymmetric simulations. The simulations were performed using the adaptive mesh refinement code *Mezcal* [De Colle et al., 2012], which solves the special relativistic hydrodynamic equations.

The simulations follow the deceleration of a shock with an initial Lorentz factor $\Gamma_{\text{sh}} = 20\sqrt{2}$ and an opening angle $\theta_j = 0,2$ rad. The post-shock density, velocity, and pressure of the relativistic jet are initialised using the self-similar solution by Blandford & McKee [1976], which describes the deceleration of a spherical relativistic explosion. The initial structure of the jet is “top-hat”, meaning that the post-shock density, pressure, and velocity are constant with polar angle. The study of polarisation from structured jets is left for future work.

The jet propagates into a medium with a number density of $n = 1 \text{ cm}^{-3}$. The dynamics of strong shocks do not depend on the pressure (or temperature) of the surrounding medium, which is initialised in the simulation as $p = 10^{-10} \rho c^2$. The simulation uses a 2D grid in spherical (polar) coordinates, with a radial and angular size of $(r_{\text{max}}, \theta_{\text{max}}) = (1, 1 \times 10^{19} \text{ cm}, \pi/2)$. The inner boundary is located at $1,8 \times 10^{17} \text{ cm}$. The simulation runs for 150 years. A more detailed description of the initial conditions can be found in De Colle et al. [2012].

4.2.2. Synchrotron emission

The numerical simulations provide the post-shock energy density e , density ρ , and velocity \mathbf{v} in each computational cell at different evolutionary phases. To compute the synchrotron radiation, we post-process a large number of snapshots (one thousand) saved during the simulation. We assume that a fraction χ_e of the post-shock electrons is accelerated to relativistic speeds, creating a population of electrons with a density $n(\gamma_e) \propto \gamma_e^{-p}$ for $\gamma > \gamma_m$ and $n(\gamma_e) = 0$ for $\gamma < \gamma_m$, where p is the power-law index of the population of non-thermal electrons accelerated by the shock, and γ_m is the minimum Lorentz factor of the accelerated electrons, given by

$$\gamma_m(t) = \frac{p-2}{p-1} \frac{\epsilon_e e_e}{\chi_e n_e m_e c^2}. \quad (4.1)$$

The energy density of the accelerated electrons (e_e) and the post-shock magnetic field energy density $B^2/8\pi$ (which determines the synchrotron emission intensity) are taken as a fraction ϵ_e and ϵ_B of the post-shock thermal energy respectively, i.e., $e_e = \epsilon_e e$ and $B^2/8\pi = \epsilon_B e$.

To compute the radiation received by an observer located at a distance d_L and at an observing angle θ_{obs} (measured with respect to the z -axis - being $z = r \cos \theta$), we remap the results of the 2D numerical simulation along the (azimuthal) ϕ direction. Then, we compute the flux in each cell. We divide the range of observed times into N_j bins, logarithmically spaced, with width $\Delta t_{\text{obs},j}$, and add each contribution to the corresponding time bin in the observing frame, by using the relation

$$ct_{\text{obs}} = (1+z)(ct - r \sin \theta \cos \phi \sin \theta_{\text{obs}} - r \cos \theta \cos \theta_{\text{obs}}), \quad (4.2)$$

where r is the radial distance from the central engine, θ and ϕ the polar and azimuthal angles respectively, and θ_{obs} is the observer angle, measured from the direction of propagation of the jet, and z is the redshift.

At each evolutionary time t , we compute the differential flux $dF_{\nu,i}$ in each cell i , with $i = 1, \dots, N_{\text{cells}}$ being N_{cells} the total number of cells in each time frame as [De Colle et al., 2012]

$$dF_{\nu} = \frac{1+z}{d_L^2} \frac{dV_i \Delta t_{\text{sim}}}{\Delta t_{\text{obs},j}} \frac{j'_{\nu}}{\Gamma^2(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})^2}, \quad (4.3)$$

where dV_i is the volume of the cell i , Δt_{sim} is the time interval between two different snapshots of the numerical simulation, Γ and $\vec{\beta}$ are the Lorentz factor and velocity of the fluid in the cell, \hat{n} is the direction of the observer, and $j'_{\nu'}$ is the emitted energy per unit volume, solid angle, frequency and time. It is a function of the proper frequency ν' , of the cooling frequency ν_c , corresponding to the maximum Lorentz factor of the accelerated electrons (determined by cooling, i.e. $\nu_c \propto \gamma_c^2$) and of the characteristic electron frequency ν_m (corresponding to the minimum Lorentz factor of the initial population of accelerated electrons, i.e. $\nu_m \propto \gamma_m^2$). In detail: $j'_{\nu'} \propto (\nu'/\nu'_m)^{1/3}$ if $\nu' < \nu'_m < \nu'_c$, $j'_{\nu'} \propto (\nu'/\nu'_m)^{1/3}$ if $\nu' < \nu'_c < \nu'_m$, $j'_{\nu'} \propto (\nu'/\nu'_m)^{(1-p)/2}$ if $\nu'_m < \nu' < \nu'_c$, $j'_{\nu'} \propto (\nu'/\nu'_c)^{-1/2}$ if $\nu'_c \nu' < \nu'_m$, $j'_{\nu'} \propto (\nu'/\nu'_m)^{(1-p)/2}(\nu'/\nu'_c)^{-1/2}$ if $\nu' > \nu'_m, \nu'_c$.

The frequency in the proper frame is related to the one in the lab frame by the relation

$$\nu' = (1 + z)\Gamma(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})\nu \quad (4.4)$$

For a more detail description of the equations employed, we refer the interested reader to De Colle et al. [2012].

4.2.3. Polarisation

In this Section, we describe in detail the method employed to determine the Stokes parameters from our numerical simulations. Although our description is applied to 2D numerical simulations, it can be easily generalised to the three-dimensional case.

We compute the intensity I and the Stokes parameters Q and U as [see, e.g., Gill & Granot, 2020]

$$I_\nu = \int dF_\nu (\sin \chi')^{\alpha+1}, \quad (4.5)$$

$$Q_\nu = \int dF_\nu (\sin \chi')^{\alpha+1} \pi_\nu (\cos 2\tilde{\chi}), \quad (4.6)$$

$$U_\nu = \int dF_\nu (\sin \chi')^{\alpha+1} \pi_\nu (\sin 2\tilde{\chi}). \quad (4.7)$$

where $\tilde{\chi}$ is the position angle, and χ' is the angle between the magnetic field and the direction of the observer (both defined in the proper frame), i.e.,

$$\cos \chi' = \hat{B}' \cdot \hat{n}', \quad \sin \chi' = (1 - \cos^2 \chi')^{1/2}. \quad (4.8)$$

As the simulation is axisymmetric, $U = 0$ due to the symmetry of the sin function with respect to the x -axis¹. Then, the integral value of the position angle, computed as $\chi = \frac{1}{2} \arctan(U/Q)$, depends on the sign of Q , with the polarisation direction forming an angle of 0° or 90° with respect to the reference direction \hat{l} (defined below).

Furthermore, in equation 4.7, π_ν is the local linear PD obtained by integrating the synchrotron emission over a power-law distribution of relativistic electrons in each fluid element (i.e., in each cell in our case). Hereafter, we will indicate the ‘‘local’’ (i.e., defined for a single fluid element) PD as π_ν , and the ‘‘global’’ PD (integrated over all the simulation volume) by Π_ν .

Figure 4.1 shows the geometry of the problem studied. The simulated jet is symmetric with respect to the z -axis. The observer is located at a polar angle θ_{obs} with respect to the jet axis. The direction of the observer is then given (in the lab frame) by the vector $\hat{n} = (\sin \theta_{\text{obs}}, 0, \cos \theta_{\text{obs}})$. In the proper frame, the observer’s direction is [Lyutikov et al., 2003]

$$\hat{n}' = \frac{\hat{n} + \Gamma \vec{\beta} \left(\frac{\Gamma}{\Gamma+1} \hat{n} \cdot \vec{\beta} - 1 \right)}{\Gamma(1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})}, \quad (4.9)$$

¹We checked that, effectively, the value of U remains close to zero in our 2D simulations, with an error (small, i.e. such that $U \ll Q, I$) which depends on the number of samples used along the azimuthal angle ϕ . This would be not true in three-dimensional, axisymmetric simulations, or in 2D simulations in which the magnetic field is taken as not symmetric with respect to the x -axis.

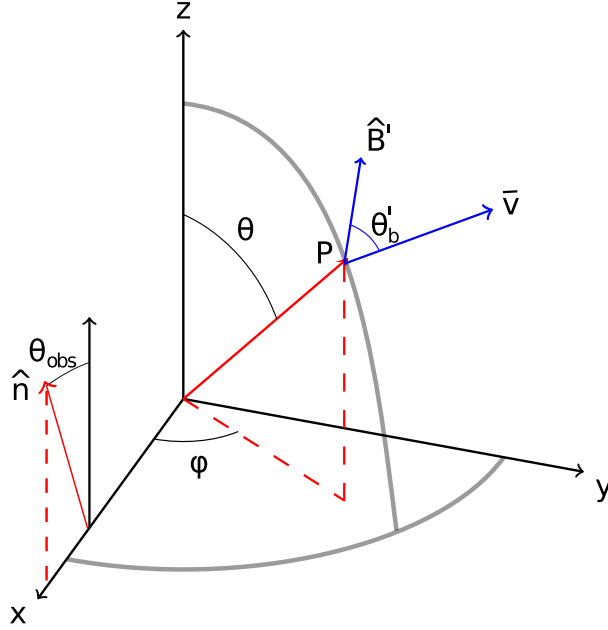


Figura 4.1: Diagram showing the coordinate system used in the calculation of the linear polarisation. The jet's main axis of propagation is aligned with the z axis. \hat{n} represents the direction of the observer, and it subtends an angle θ_{obs} with respect to the z axis. In each point P , the simulation provides the velocity \vec{v} , the density ρ' , and the thermal energy density e'_{th} . The magnetic field \hat{B}' subtends an angle θ'_b with respect to \vec{v} .

where $\beta = v/c$. We consider the synchrotron radiation coming from a region with volume dV located at the position P (see Figure 4.1). The electric field of a linearly polarised electromagnetic wave and the fluid magnetic field (both measured in the proper frame) are perpendicular with respect to each other, and related by $\hat{e}' = \hat{n}' \times \hat{B}'$ (with \hat{e}' and \hat{B}' both unit vectors). The electric field in the observer frame is [Lyutikov et al., 2003]:

$$\hat{e} = \frac{\hat{n} \times \vec{q}'}{\sqrt{q'^2 - (\hat{n} \cdot \vec{q}')^2}}, \quad (4.10)$$

$$\vec{q}' = \hat{B}' + \hat{n} \times (\vec{\beta} \times \hat{B}') - \frac{\Gamma}{\Gamma + 1} (\hat{B}' \cdot \vec{\beta}) \vec{\beta}. \quad (4.11)$$

The position angle $\tilde{\chi}$ (used in equation 4.7 to compute the Stokes parameters) corresponds to the angle between the polarisation vector and a given direction \hat{l} in the plane of the sky, which (again, following Lyutikov et al. 2003) we take as the direction of the y axis (which has the same direction in the lab and observer frame), i.e. $\hat{l} = (0, 1, 0)$. Then, $\tilde{\chi}$ is determined by the relations

$$\sin \tilde{\chi} = \hat{e} \cdot \hat{l}, \quad (4.12)$$

$$\cos \tilde{\chi} = \hat{e} \cdot (\hat{n} \times \hat{l}). \quad (4.13)$$

The position angle $\tilde{\chi}$ is uniquely determined, given the velocity \vec{v} of the parcel of fluid and the local magnetic field direction \hat{B} (defined in the laboratory frame in these equations). In each computational cell, the velocity comes directly from the numerical simulations.

In this paper, we consider several geometries for the magnetic field in the post-shock region. As the ambient medium is at rest, the velocity of a parcel of fluid just behind the shock is perpendicular to the shock front itself. Furthermore, we assume that the post-shock magnetic field remains frozen in the fluid. Then, if we choose a direction for the magnetic field with respect to the local velocity once the parcel crosses the shock, it will conserve this direction as it is advected through the post-shock region. Thus, changes in the velocity of the fluid in the post-shock region will be associated with changes in the direction of the post-shock magnetic field.

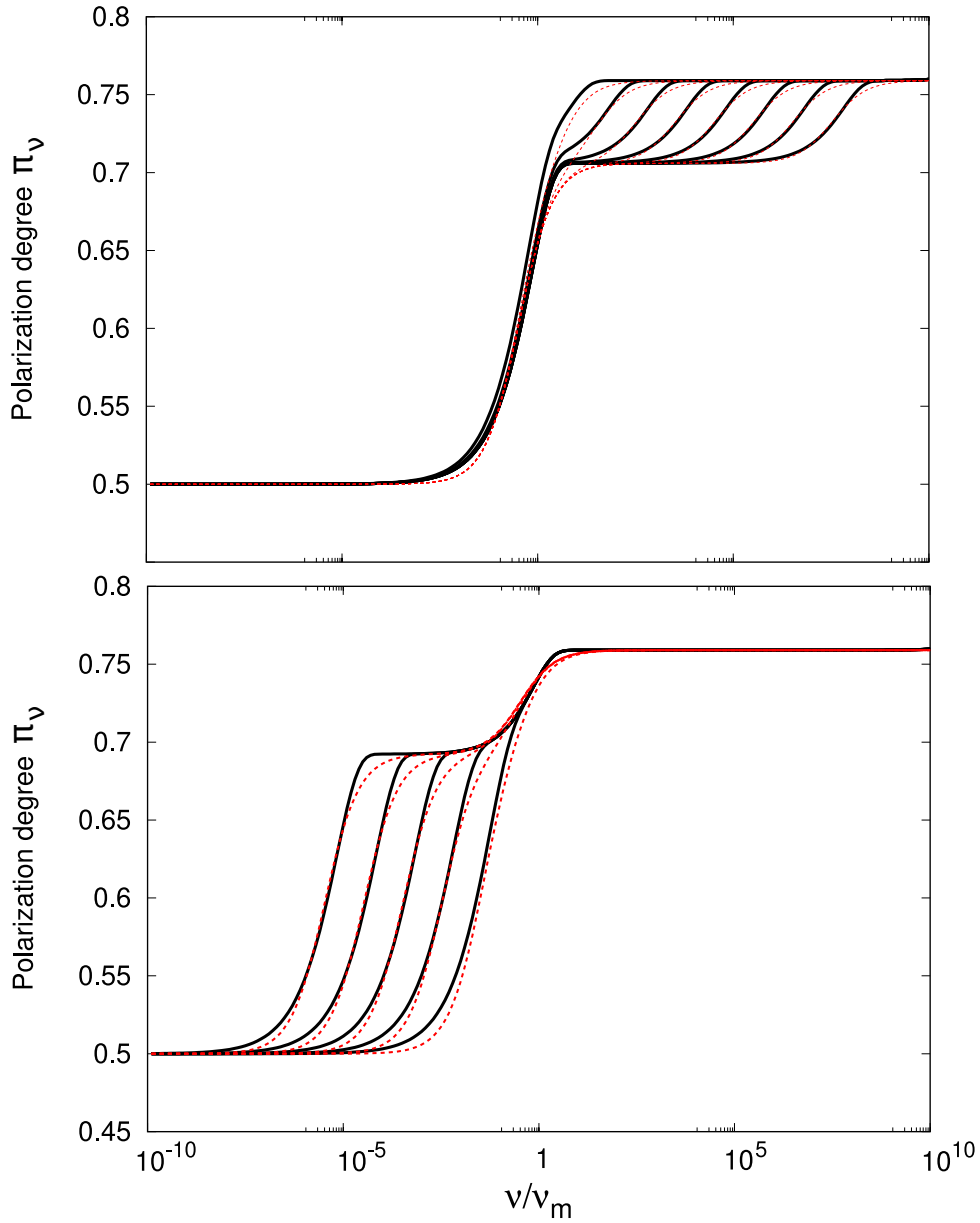


Figure 4.2: Local PD π_ν as a function of frequency. The upper panel shows π_ν in the slow cooling case, with different curves corresponding to different values of the cooling frequency, i.e., $\nu_c/\nu_m = 10^8, 10^7, 10^6, 10^5, 10^4, 10^3, 10^2, 10^1$ (right to left curves). The bottom panel shows π_ν in the fast cooling case, with $\nu_c/\nu_m = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}$ (right to left curves). Black lines represent the results of the numerical calculation, while red lines show a simple fit that captures the general behaviour of the curves (see main text for more details).

Given the surface S tangent to the shock, in each cell we define a system of reference described by the following orthonormal basis: the unitary vector $\hat{\mathbf{n}}_{\parallel}$ perpendicular to S and parallel to the velocity of the shocked material v just behind the shock, and two orthonormal vectors $\hat{\mathbf{n}}_{\theta}$ and $\hat{\mathbf{n}}_{\phi}$ in the plane S , along the azimuthal and polar directions respectively. As a function of the velocity components

$$\mathbf{v} = (v_r \cos \phi, v_r \sin \phi, v_z), \quad (4.14)$$

these vectors are given as

$$\hat{i}_{\theta} = (v_z \cos \phi, v_z \sin \phi, -v_r)/v, \quad (4.15)$$

$$\hat{i}_{\parallel} = (v_r \cos \phi, v_r \sin \phi, v_z)/v, \quad (4.16)$$

$$\hat{i}_{\phi} = (-\sin \phi, \cos \phi, 0). \quad (4.17)$$

This orthonormal basis is then used to define a magnetic field \vec{B}' in the proper frame as

$$\hat{B}' = \cos \theta'_b \hat{i}_{\parallel} + \sin \theta'_b \cos \phi' \hat{i}_{\theta} + \sin \theta'_b \sin \phi' \hat{i}_{\phi}, \quad (4.18)$$

where the angle θ'_b is the angle subtended by the vectors \vec{v} and \hat{B}' (see figure 4.1), and ϕ' defines the direction of the magnetic field in the plane parallel to the shock front². We consider different directions for the magnetic field. In particular, a magnetic field parallel to the velocity $\hat{B} = \hat{n}_{\parallel}$ (corresponding to $\theta'_b = 0$), a magnetic field perpendicular to the velocity (i.e., parallel to the shock plane) and random (corresponding to $\theta'_b = \pi/2$), defined as $\hat{B}' = \cos \phi' \hat{i}_{\theta} + \sin \phi' \hat{i}_{\phi}$, and different combinations of radial and tangential magnetic fields. The fraction of parallel over perpendicular component is defined as

$$\eta = \frac{B'_{\parallel}}{B'_{\perp}} = \frac{\cos \theta'_b}{\sin \theta'_b}. \quad (4.19)$$

When the magnetic field is tangled in the post-shock region at a scale smaller than the size of a computational cell (as we assume in this paper), the linear polarization is computed by averaging over the different directions of the local magnetic field within each cell. In practice, we write the magnetic field in the shock plane as $\hat{B}' = \cos \phi' \hat{i}_{\theta} + \sin \phi' \hat{i}_{\phi}$, and we sample randomly the angle ϕ' 10 times in each cell.

The local PD π_{ν} depends on the particular spectral range considered, i.e. on the value of the frequency ν with respect to the cooling frequency ν_c and the characteristic electron frequency ν_m . Far from the characteristic frequencies, we have $\pi = (\alpha + 1)/(\alpha + 5/3)$, where α is the spectral index of the synchrotron spectrum. Its value depends on the particular spectral range considered [see, e.g., Gill & Granot, 2020]. When $\nu \ll \nu_m, \nu_c$, we have $\alpha = -1/3$ and $\pi_1 = 1/2$. When $\nu \gg \nu_m, \nu_c$, we have $\alpha = p/2$ and $\pi_3 = (p + 2)/(p + 10/3)$. When $\nu_m \lesssim \nu \lesssim \nu_c$ (in the slow cooling regime), we get $\alpha = (p - 1)/2$ and $\pi_{2,s} = (p + 1)/(p + 7/3)$. Finally, when $\nu_c < \nu < \nu_m$ (in the fast cooling regime) we get $\alpha = 1/2$ and $\pi_{2,f} = 9/13$.

These analytical scaling for Π_{ν} have been usually employed to compute the PD. Birenbaum & Bromberg [2021] showed that the PD changes smoothly (over several orders of magnitude) from one characteristic value ($\pi_1, \pi_{s2}, \pi_{f2}, \pi_3$) to the other. As this can have potentially an impact on the calculation of the (integrated) PD, we computed the dependence on the local PD π_{ν} as a function of frequency, given as the ratio

$$\pi_{\nu} = \frac{\int G(\nu/\nu_s) N(\gamma) d\gamma}{\int F(\nu/\nu_s) N(\gamma) d\gamma}, \quad (4.20)$$

where $G(x) = xK_{2/3}(x)$ and $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(t) dt$, being K_m the modified Bessel function of order m [see, e.g., Rybicki & Lightman, 1979]. As electrons cool due to synchrotron radiation, their energy evolves as $dE/dt = m_e c^2 d\gamma_e/dt = -\sigma_T c B^2 \gamma^2 / (6\pi)$, being m_e, c, σ_T the electron mass, the speed of light and the Thomson cross-section respectively. Then, the Lorentz factor of each electron changes with time as

$$\gamma_e = \frac{\gamma_{e,0}}{1 + k\gamma_{e,0}t}, \quad (4.21)$$

²As \hat{i}_{\parallel} is parallel to the velocity, the proper frame unit vectors $\hat{i}'_{\parallel}, \hat{i}'_{\theta}, \hat{i}'_{\phi}$ are identical to the lab frame unit vectors $\hat{i}_{\parallel}, \hat{i}_{\theta}, \hat{i}_{\phi}$.

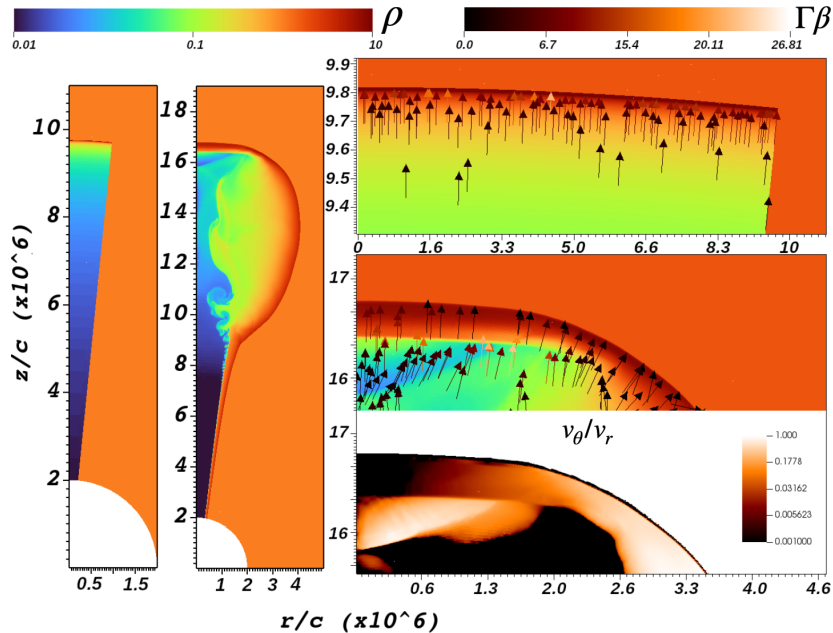


Figure 4.3: *Density and velocity ($\Gamma\beta$) maps. The left panels show the density maps at $t = 9,7 \times 10^6$ s (i.e. the initial condition of the simulation) and at $t = 1,6 \times 10^7$ s, showing the lateral expansion of the jet. The right panels show the velocity map $\Gamma\beta$ and the velocity field at the same evolutionary times (top and middle panels), and the ratio of tangential over radial velocity (bottom).*

where $\gamma_{e,0}$ is the initial Lorentz factor of the electron, and $k = 6\pi m_e c / (\sigma_T B^2)$. To compute π_ν , we integrate the emission of electrons with a Lorentz factor γ_e over the electron population and over time. When electrons cool for a short time, i.e. $\gamma_c = 1/kt \gg \gamma_m$, implying $\nu_c \gg \nu_m$, we get slow cooling, while fast cooling is obtained by leaving electrons cool much longer, i.e. $\gamma_c = 1/kt \lesssim \gamma_m$, corresponding to $\nu_c \ll \nu_m$.

Figure 4.2 shows the PD computed for slow and fast cooling (top and bottom panels respectively). The different curves correspond to different values of the ratio ν_c/ν_m . Consistently with Birenbaum & Bromberg [2021], the transition between the different constant regions is smooth, and extends over several orders of magnitude in frequency. As integrating equation 4.20 for each computational cell would be computationally expensive, we instead used the following simple fitting functions (dotted red lines in figure 4.2), which capture the general behavior of π_ν :

$$\pi = \pi_1 + \frac{(\pi_2 - \pi_1)\nu/\nu_m}{\nu/\nu_m + 1/3} + \frac{(\pi_3 - \pi_2)\nu/\nu_c}{\nu/\nu_c + 1/3} \quad (4.22)$$

for slow cooling ($\nu_c > \nu_m$), and

$$\pi = \pi_1 + \frac{(\pi_2 - \pi_1)\nu/\nu_c}{\nu/\nu_c + 1/3} + \frac{(\pi_3 - \pi_2)\nu/\nu_m}{\nu/\nu_m + 1/3} \quad (4.23)$$

for fast cooling ($\nu_m > \nu_c$). It is easy to verify that in the case $\nu_m = \nu_c$ the two solutions converge to the same solution.

4.3. Results

In this section, we show the time evolution of the PD computed by post-processing the results of hydrodynamic simulations (see section 4.2), for both on-axis and off-axis observers. We present results obtained by considering a top-hat jet decelerating through a uniform medium. The extension to jets propagating through a windy medium (i.e. with a density profile $\rho \propto r^{-2}$) and to structured jets will be considered in future work.

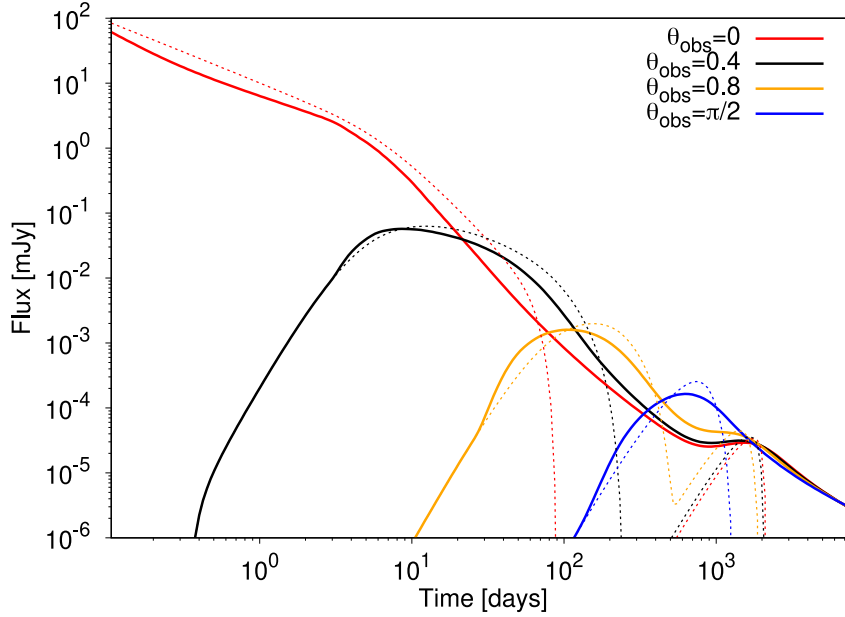


Figura 4.4: *Optical* ($\nu_{\text{obs}} = 4,556 \times 10^{14}$ Hz) light curves at different observing angles ($\theta_{\text{obs}} = 0, 0,2, 0,4, 0,8, \pi/2$ rad). The source has been placed at a distance $d = 40$ Mpc. The microphysical parameters are $\epsilon_e = 0,1$, $\epsilon_B = 10^{-3}$ and $p = 2,2$. The dotted lines in the figure represent the light curves computed by assuming a one-dimensional, analytical solution (i.e. neglecting lateral expansion). The decelerating relativistic shell has an isotropic energy $E_{\text{iso}} = 10^{53}$ erg.

Figure 4.3 shows density and velocity maps ($\Gamma\beta$) at $t = 112,27$ days (i.e., at the beginning of the simulations, the first panel from the left) and at a later evolutionary stage ($t = 185,18$ days, second panel from the left). The initial density and velocity are defined by considering the Blandford & McKee [1976] self-similar solution. As the shock wave decelerates, it expands laterally, so that also assuming an initial top-hat jet, after a time corresponding to when $\Gamma_{\text{sh}}(t) \lesssim 1/\theta_j$, being Γ_{sh} the shock Lorentz factor, the jet acquires a lateral structure. The right panels of figure 4.3 show maps of the velocity 4-vector (at the same times as the left panels) and the velocity field. While initially all velocities are radial (see top panel), lateral expansion twists the velocity field lines and creates a large tangential velocity component at the edge of the jet (see the bottom panel of the figure). This is the main difference between numerical simulations and analytical models, in which typically the velocities are taken as radial at all times. Assuming that the magnetic field is frozen in the fluid, the tangling of the velocity field implies that also the magnetic field direction will change in the post-shock region. We consider this magnetic field direction when calculating the Stokes parameters (see equation 4.7).

As a reference to interpret the time evolution of the polarisation, we show in figure 4.4 the optical afterglow light curve (at a frequency $\nu = 4,5 \times 10^{14}$ Hz) for different observer angles ($\theta_{\text{obs}} = 0, 0,4, 0,8, \pi/2$). The on-axis light curve shows a jet break at ~ 3 days, corresponding to the time when the edge of the jet becomes visible to the observer, due to the deceleration of the jet itself. [e.g., Rhoads, 1997, Sari, 1999, Kumar & Panaitescu, 2000] At larger observing angles, light curves peak at later times, as they enter the field of view of the off-axis observer. The increase in the flux at ~ 1000 days is due to the appearance of the counter-jet. At late times ($\gtrsim 1000$ days), the jet becomes sub-relativistic and the light curves become independent of the observing angle. The figure also shows analytical light curves computed by considering the deceleration of a jet wedge, described by the Blandford & McKee [1976] self-similar solution during the relativistic phase. The analytical light curves are similar to the numerical light curves. The main differences are present after the jet break, when the analytical curves (which do not include lateral expansion) overestimate the flux by a factor of a few. At late times, as the Blandford & McKee [1976] self-similar solution is valid only in the ultra-relativistic regime (i.e. when the shock Lorentz factor is $\gg 1$), the flux computed from the analytical solution goes to zero.

Figure 4.5 shows the PD for a tangential random magnetic field, for different frequencies, for an observer

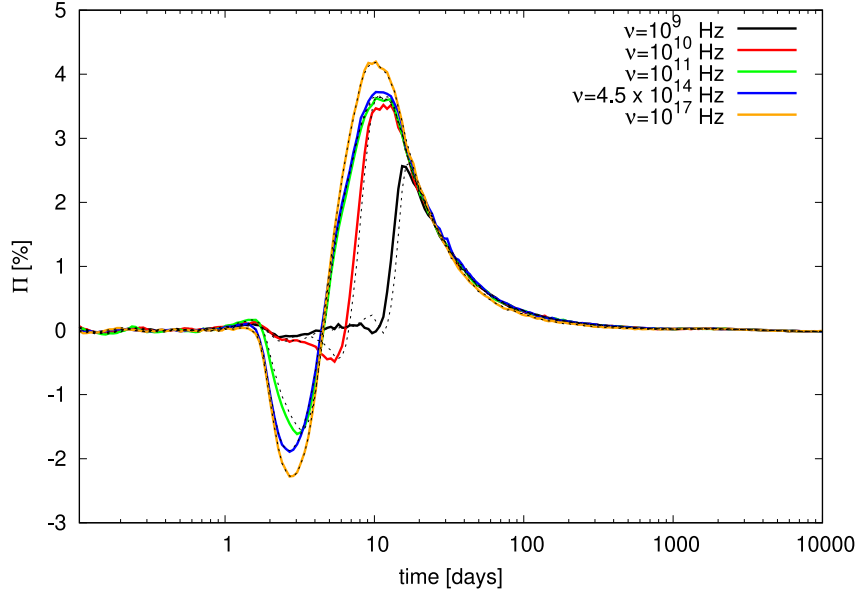


Figura 4.5: Time evolution of the PD for a nearly on-axis observer (located at $\theta_{\text{obs}} = 0,05$ rad), for different frequencies: 1 GHz (radio), 10 GHz (radio), 100 GHz (microwave), $4,5 \times 10^{14}$ Hz (optical) and 10^{17} Hz (X-rays). The jet characteristics and the parameters used to compute the synchrotron emission are the same as those of figure 4.4. The magnetic field is tangential to the shock plane, i.e., perpendicular to the velocity vector. The polarisation is computed by considering a fit for the local polarisation (equations 4.22 and 4.23), while the dotted lines correspond to π_ν constant in each spectral slope segment.

located at $\theta_{\text{obs}} = 0,05$ rad, i.e. inside the initial jet opening angle $\theta_j = 0,2$ rad³. The light curves at $\nu > 10^{11}$ Hz present a similar behavior (the curves at $\nu = 10^{12}$ Hz and $\nu = 10^{13}$ Hz, not shown in the figure, are identical to the optical curve), with a minimum at ~ 3 days (with $\Pi \sim -1,5/-2,2$) followed by a steep increase and a maximum (corresponding to $\Pi \simeq 3,5\%$) at ~ 10 days. The transition from negative values of Π (i.e. $Q < 0$) to positive values corresponds to a rotation by 90° of the position angle [Sari et al., 1999, Ghisellini & Lazzati, 1999].

The polarisation in radio frequencies ($\nu = 10^9 - 10^{10}$ Hz) extends over a smaller range both in Π and time. The curves peak at later time, as radio frequencies correspond to $\nu < \nu_m < \nu_c$ while optical and X-rays to $\nu_m < \nu < \nu_c$ for the jet and microphysical parameters used in our simulations. All frequencies present a similar late decay in time, $\propto t^{-1,2-1,3}$. After 100 days, the PD vanishes in all models. The emission from the counter-jet (at ~ 2000 days) has a negligible PD. Figure 4.5 also shows a comparison between the PD computed using constant values of the local polarisation π_ν (dashed lines), and using the smoothed Π_ν (full lines, see equations 4.22 and 4.23). The two cases are nearly indistinguishable.

Figure 4.6 shows the optical afterglow polarisation curves, considering the same jet parameters as figures 4.4 and 4.5, for different on-axis ($\theta_{\text{obs}} < \theta_j = 0,2$ rad) and off-axis angles ($\theta_{\text{obs}} > \theta_j = 0,2$ rad), and for a random magnetic field in the shock plane. For an observer located completely on-axis ($\theta_{\text{obs}} = 0$ rad), $\Pi_\nu = 0$ as the simulation and the magnetic field geometry are both axisymmetric. For observers located on-axis, Π_ν presents always a negative minimum (when, i.e., $Q < 0$), and a maximum at times larger than the jet break time. The time corresponding to the minimum/maximum drops/increases for increasing observer angles, arriving at $\Pi \sim 25\%$ for an observer located at the edge of the jet.

A larger PD is obtained for off-axis observers. In this case, the curve is always positive, and the peak in Π_ν moves to larger times (again, larger than the jet break), arriving at a maximum between $\theta_{\text{obs}} = 0,4$ rad and $\theta_{\text{obs}} = 0,8$ rad (with $\Pi \sim 35\%$), then decreasing to $\sim 25\%$ and $\sim 20\%$ at $\theta_{\text{obs}} = 0,8$ rad and $\theta_{\text{obs}} = \pi/2$ rad. The counter-jet produces a small change in the value of Π (by about $\sim 5\%$) at $t_{\text{obs}} \gtrsim 1000$ days. Then, it can potentially be detected in radio for very close off-axis GRBs.

³The polarisation degree is defined as $\Pi_\nu = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$. As the Stokes parameter $U = 0$ in our case, we use instead the alternative definition $\Pi_\nu = Q/I$, allowing it to take negative values.

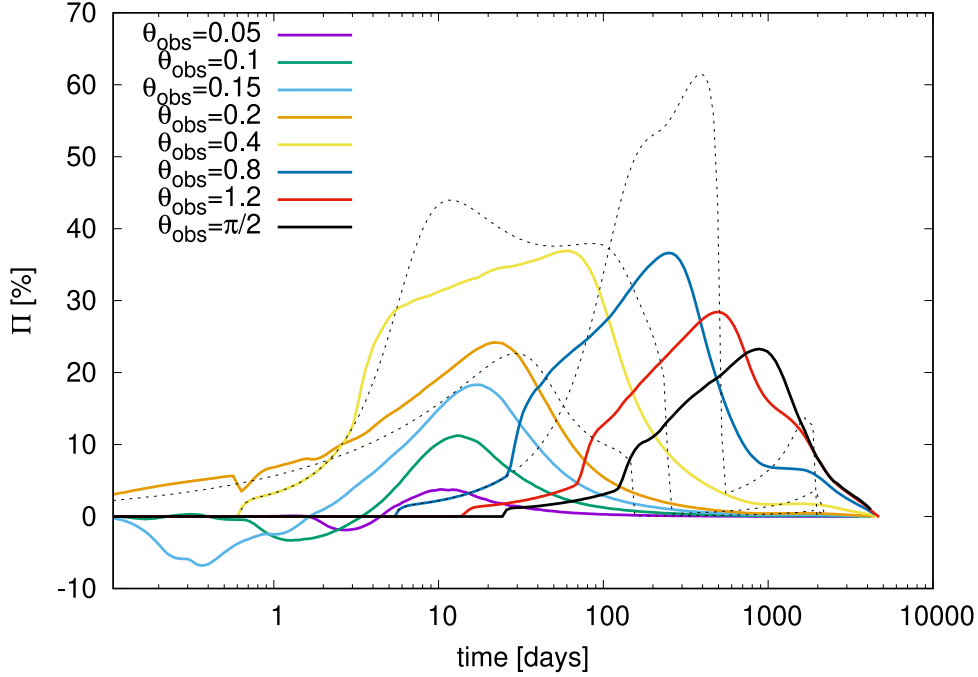


Figure 4.6: Time evolution of the PD for observers located on-axis ($\theta_{\text{obs}} = 0,05, 0,1, 0,15, 0,2$ rad) and off-axis ($\theta_{\text{obs}} = 0,4, 0,8, 1,2, \pi/2$ rad), for a magnetic field tangential to the shock front. The dotted lines show the values of Π_ν computed by considering the emission from a self-similar, decelerating wedge, with the same energy, opening angle, and ambient density employed in the hydrodynamical simulation, at observing angles $\theta_{\text{obs}} = 0,2, 0,4, 0,8$ rad.

The effect of lateral expansion can be understood by comparing the polarisation computed from the numerical simulations (full lines of figure 4.6), in which the lateral expansion is a direct result of the evolution of the system, with the analytical self-similar solution (dotted lines), corresponding to the deceleration of a relativistic wedge (in which the lateral expansion is absent). Lateral expansion affects polarisation in different ways. At $\theta_{\text{obs}} = 0,4$ rad, Π_ν computed from the simulation presents a single peak while two peaks are produced in the analytical model. Finally, in analytical models, the peak in Π_ν increases with the observer angle at $\theta_{\text{obs}} > 0,4$ rad, while in the numerical simulations, the maximum value of Π drops with the observer angle.

Figure 4.7 shows the off-axis optical afterglow polarisation curve for a random magnetic field (parallel to the shock plane) plus a parallel component (both defined in the proper frame). The parallel component goes from 0% to 100% with respect to the tangential (randomly oriented) component. A parallel component produces a PD opposed in sign with respect to the perpendicular component. As mentioned in section 2, we compute the polarization sampling (randomly) the angle ϕ' 10 times. The small fluctuation visible at ~ 1 day in figure 4.7 is a numerical artefact due to the low number of angles ϕ' employed. Thus, increasing the parallel component leads to a decrease of PD. As shown by several authors [e.g., Gruzinov, 1999, Sari et al., 1999, Granot & Königl, 2003], the local PD is $\propto (B_{\parallel}^2 - B_{\perp}^2)/2$. Consistently with the results shown in figure 4.7, the curve corresponding to a null PD is obtained in the case of $B'_{\parallel} = B'_{\perp}/\sqrt{2} \simeq 0,7B'_{\perp}$, i.e. in the case of a completely isotropized magnetic field.

4.4. Discussion

4.4.1. Polarisation Degree

In this paper, we computed the linear polarisation associated with the afterglow emission of GRBs by using numerical simulations of a decelerating jet. We computed the polarisation at several frequencies by considering different magnetic field geometries and observing angles. In this section, we discuss the main results of this work.

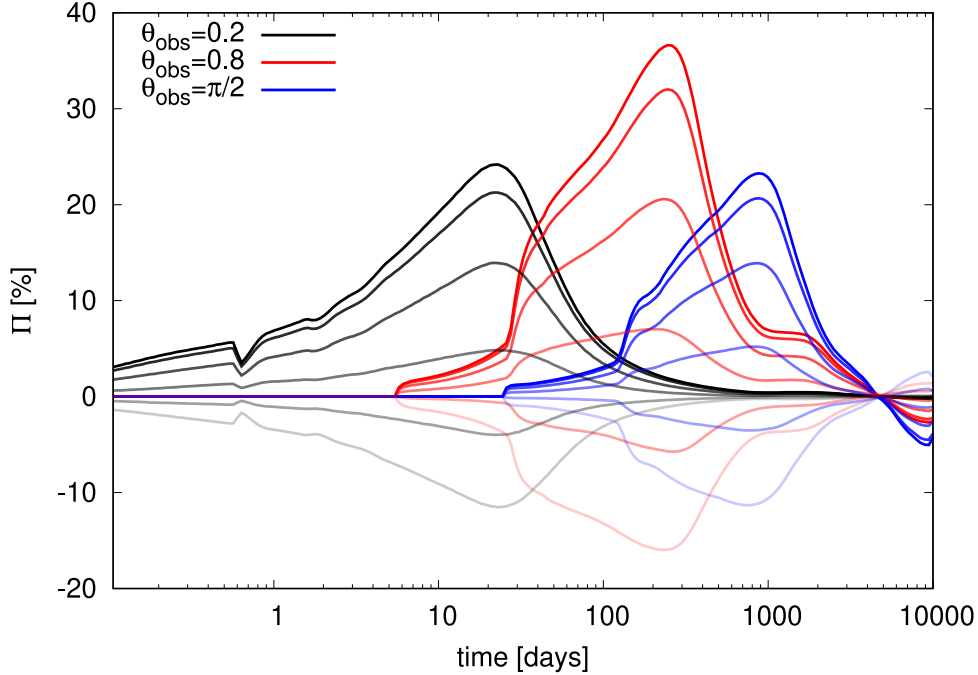


Figure 4.7: *Time evolution of the PD for an observer located on the jet edge ($\theta_{\text{obs}} = 0,2$ rad) and off-axis ($\theta_{\text{obs}} = 0,4, \pi/2$ rad), computed by considering a magnetic field perpendicular to the velocity (i.e. parallel to the shock plane) B_{\perp} plus a parallel component B_{\parallel} , for different ratios of the parallel vs perpendicular component (measured in the proper frame). From top to bottom curves, $B_{\parallel}/B_{\perp} = (0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, 1)$.*

Several authors have theoretically studied GRB polarisation during the afterglow phase. Although analytical methods typically allow us to understand the general behaviour of a system in a computationally inexpensive way, simulations are needed to obtain the detailed evolution of the system. Figure 4.3 shows that once the GRB wedge starts decelerating, the lateral expansion deforms the shock structure, creating a large velocity component along the polar direction. The dynamics of the system are not correctly captured in calculations where the lateral expansion is not considered.

The time evolution of the PD computed from our simulations for an on-axis observer (see figure 4.5) has behaviour consistent with those obtained in previous semi-analytical models computing polarisation in several bands [Birenbaum & Bromberg, 2021, Shimoda & Toma, 2021]. Rossi et al. [2004] modelled the lateral expansion by considering different expansion velocities, from a fraction of the sound speed to the relativistic sound speed. In their calculation, they obtained a drop in the polarisation $\gtrsim 50\%$ when considering lateral expansion, while in our case the polarisation Π is of the same order as in the calculations by Birenbaum & Bromberg [2021], Shimoda & Toma [2021].

Birenbaum & Bromberg [2021] noticed that the local PD changes smoothly between the theoretically expected values valid in each frequency regime (see our figure 4.2 and figure 4.4 of Birenbaum & Bromberg 2021). They claimed that polarisation in optical and microwave bands could be very different in the two cases. Surprisingly, our calculations show that this is not the case, and the differences in Π in the two cases are minimal (see figure 4.5), at least for the set of parameters used in this paper. This is due to two reasons. First, the jump in the local PD is $\Delta\Pi = 4/(3(p + 10/3)(p + 7/3)) \sim 0,05$ when crossing ν_c (for slow cooling). Thus, the maximum change in polarisation expected by using the two methods, in frequencies close to $\nu_m < \nu < \nu_c$, is $\Delta\Pi \sim 0,05/0,7 \lesssim 10\%$. Second, in our simulation the emission is not coming from a single parcel but is the sum of the contribution of volume elements localised at different times, positions, and angles (see equation 4.2) and travelling with different fluid velocities (e.g., with smaller radial velocity if more off-axis or at a later time). Thus, the proper frequency corresponding to a single observer frequency will be different in each fluid element, as well as the local PD.

While the on-axis linear polarisation computed by employing numerical simulations is qualitatively similar to the one obtained by analytical methods, the off-axis polarisation differs in several ways. The most

notable difference is the presence of a single peak in the value of Π computed at $\theta_{\text{obs}} = 0,4$ rad in our case, instead of two peaks obtained in analytical models [Granot & Königl, 2003, Rossi et al., 2004]. The lateral expansion affects the calculations for two reasons: 1) the jet plasma moves towards larger polar angles; 2) part of the radial velocity becomes tangential when expanding laterally. Then, the flux for an observer located on-axis is smaller (after the jet break) in the simulations with respect to the analytical models, while it increases for an observer located off-axis. In the analytical model, the two peaks correspond to the time when the edge of the jet and the core of the jet become visible. Being the core more energetic, it produces a peak in the linear PD. In the simulations, on the other hand, the edge of the jet expands gradually before entering in the line of sight of off-axis observers. As a result, instead of a peak we get a slow increase in the PD. The case of a top-hat jet with the lateral expansion is then somehow similar to the case of a structured jet (in which Π only presents a single peak, see Rossi et al. 2004). At later times, some of the energy located in the jet core also moves toward larger polar angles. Thus, the peak in polarisation drops with angle (instead of increasing as in analytical models). Analytical model overestimates the off-axis linear PD with respect to numerical simulations. This illustrates the need to properly resolve the dynamics of the system to obtain a precise estimation of the radiative properties.

4.4.2. Comparison with observations

Linear polarisation has been detected in several GRBs. In figure 4.8 (top panel) we present a sample of polarisation measurements obtained during the afterglow phase. In the figure, black points connected by lines indicate polarisation detection obtained for the same GRB, while isolated points represent cases where a single measurement is available. Red points and lines correspond to upper limits. Before ~ 1 days, the polarisation is relatively large ($\gtrsim 10\%$), while the values of linear polarisation detected at later times are much smaller. The presence of linear polarisation before $\lesssim 1$ day is typically attributed to a reverse shock, where the jet head is still energised from new, fresh material, while late emission is associated with the forward shock.

The bottom panel of figure 4.8 presents a comparison between observations of polarisation due to the forward shock and the numerical model considered in this paper. In the figure, the dotted lines show the PD (defined here as $|Q|/I$) for optical frequencies (where most GRB polarisations have been detected). The same parameters as figure 4.7 are used except for the observer angle, which is $\theta_{\text{obs}} = 0,05$ rad. The intensity colour scale in the figure corresponds to different anisotropy factors (as in figure 4.7).

Qualitatively, the peak in polarisation restricts the anisotropy factor of the magnetic field to the range $B_{\parallel}/B_{\perp} \approx 0,4 - 1$. Nevertheless, we notice that the light curve and polarisation depend on (at least) six parameters: density of the CSM, jet energy, θ_{obs} , ϵ_e , ϵ_B , and p , in addition to the jet structure and magnetic field orientation. All of these parameters are fixed in the calculation presented in the figure, with values somehow representative of the GRB population. However, individual GRBs will in general have different values of these parameters. For instance, the presence of polarisation at late times (i.e., with a peak at ~ 50 days) could be explained by assuming that those specific jets have larger isotropic energy or lower density. The observer time scales as Granot [2012], van Eerten & MacFadyen [2012]

$$\frac{t'}{t} = \left(\frac{E'/E}{n'/n} \right)^{1/3}, \quad (4.24)$$

where t , E , n are the values used in the simulation, and t' , E' , n' are the rescaled values. To move the simulated peak from ~ 10 days to ~ 50 days, for instance, an increase of a factor of ~ 100 in the ratio $(E'/E)/(n'/n)$ is needed. A similar, qualitative analysis was made by Granot & Königl [2003], who found a similar possible range of values for B_{\parallel}/B_{\perp} . Stringer & Lazzati [2020], on the other hand, presented a statistical study of PD in GRB afterglows. They inferred values of $B_{\parallel}/B_{\perp} \approx 0,7 - 1,3$, consistent with our findings. Detailed modelling of individual GRBs, or of the entire population of GRBs with observed PD, can potentially put more restrictions on the magnetic field anisotropy [see, e.g., Stringer & Lazzati, 2020, Caligula do E. S. Pedreira et al., 2023], and is left for future work.

On August 17, 2017, the Advanced Laser Interferometer Gravitational-wave (GW) Observatory (LIGO) and the Virgo observatory detected the first GW signal from a binary neutron star merger [Abbott et al., 2017]. Approximately $\sim 1,6$ s later, the LIGO signal was followed by a γ -ray burst (GRB) observed by Fermi and Integral (e.g., Goldstein et al. 2017). The event was observed by numerous telescopes on Earth, covering a wide range of electromagnetic frequencies from radio to X-ray.

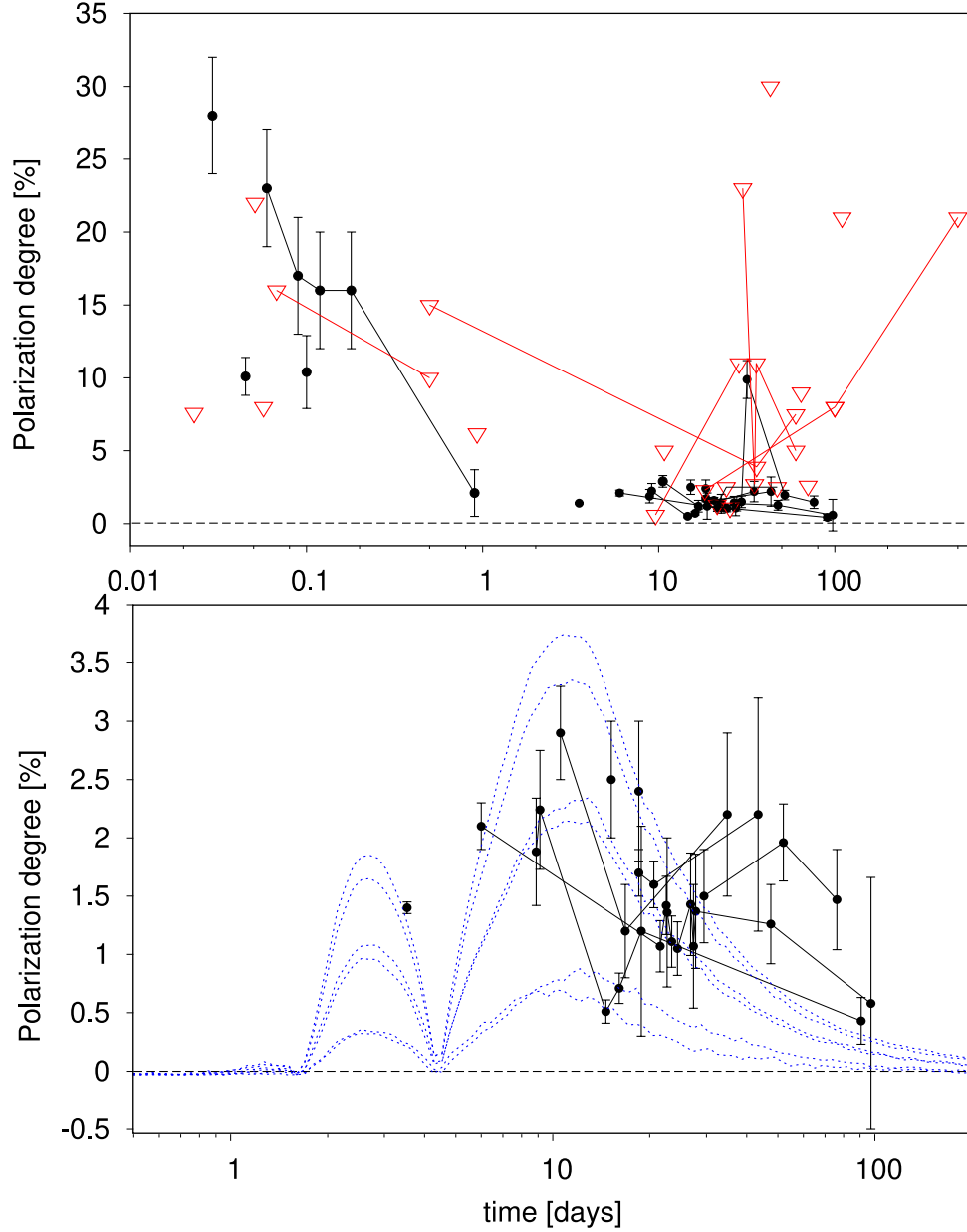


Figura 4.8: Top panel: *Observations of linear polarisation in the afterglow emission of GRBs. Red points correspond to upper limits, while points connected by segments correspond to the same GRB. The following GRBs are included in the figure: GRB 990510, 990712, 010222, 020405, 020813, 020104, 030328, 080928, 090102, 091208B, 110205A, 120308A, 131030A [see Covino & Gotz, 2016, and references therein] 170817A [Corsi et al., 2018], 171205A [Urata et al., 2019], 190114C [Laskar et al., 2019, Jordana-Mitjans et al., 2020], 191221B [Buckley et al., 2021].* Bottom panel: *a comparison between observations and the results of the numerical calculations, for $\theta_{\text{obs}} = 0,05$ rad, and $B_{\parallel}/B_{\perp} = 0, 1, 0,2, 0,8, 0,4, 0,6$ (from the larger to the smaller blue dotted line)*

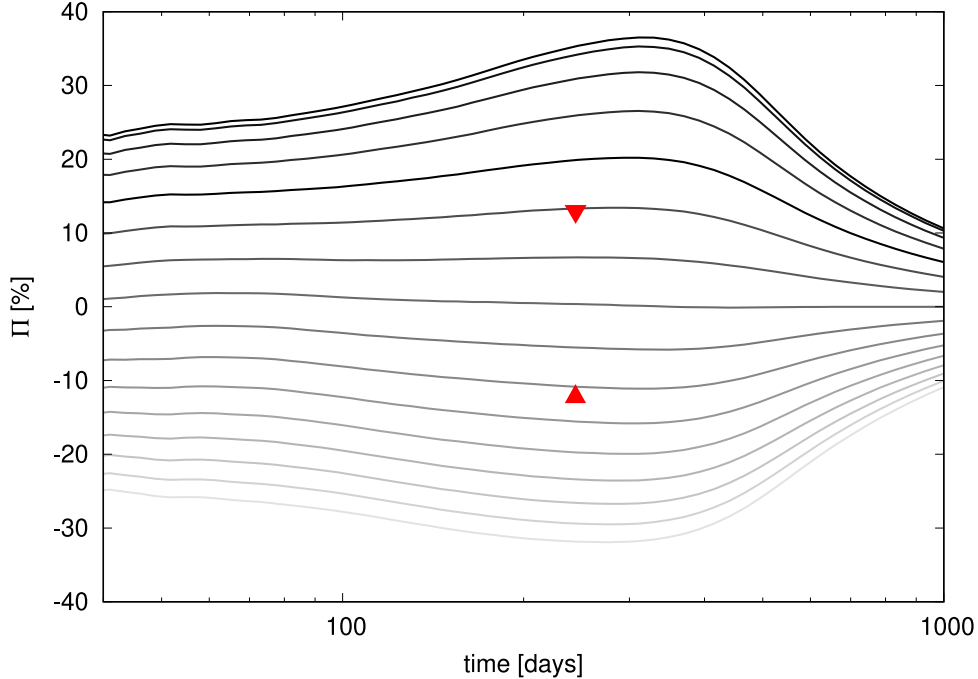


Figura 4.9: *PD* corresponding to $B_{\parallel}/B_{\perp} = 0, 0, 1, 0, 2, 0, 3, \dots, 1, 5$ (top to bottom curves), and upper limit on the observation of polarisation in GRB 170817a. The following parameters have been used in the numerical calculations: $p = 2, 16$, $\nu = 2, 8$ GHz, $\epsilon_e = 10^{-1, 8}$, $\epsilon_B = 10^{-3, 12}$, $E_{\text{jet}} = 10^{50, 32}$ erg, $\rho_{\text{amb}} = 10^{-2}$ cm $^{-3}$, $\theta_{\text{obs}}/\theta_{\text{jet}} = 3, 1$.

As part of the extensive multi-wavelength follow-up of GRB 170817A, observations by Corsi et al. [2018] carried out with the Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) obtained an upper limit of 12% (99% confidence) for the PD at 244 days in radio frequencies (2.8 GHz). This linear polarisation upper limit has been used by Corsi et al. [2018], Gill & Granot [2020] to constrain the magnetic field anisotropy in the emitting region. Gill & Granot [2020], in particular, constrained the magnetic field anisotropy factor to $\eta_B = B_{\parallel}/B_{\perp} = 0, 57 - 0, 89$. Figure 4.9 presents the PD for different values of η_B , between 0 (upper line) to 1.5 (bottom line), together with the observational upper limit. The value of η determined by numerical simulations is 0,5 – 0,9, consistent with the value determined above by analysing on-axis GRB polarisation, and the value determined by Gill & Granot [2020].

As discussed by Gill & Granot [2020], this result is not consistent with the magnetic field being only generated by the Weibel two-stream instability, as it would produce mainly a magnetic field tangled in the shock plane, and it is consistent with a magnetic field stretched in the post-shock region along the radial direction, which amplify the component of the magnetic field parallel to the velocity.

Although our simulations considers an initial top-hat jet (vs. an analytical, structured jet considered by Gill & Granot 2020), we notice that at the time of the polarisation measurement, a top-hat and a Gaussian (structured) jets have a similar structure, which imply that our simulations can be used to constrain the magnetic field anisotropy. On the other hand, the jets at these times are far from being quasi-spherical. This can be seen, e.g., by comparing the PD obtained in our simulations with the one shown by Corsi et al. [2018, figure 2] for a quasi-spherical ejecta.

4.4.3. Limitations and caveats

The main limitation of this work is that we employed a top-hat structure for the jet. Top-hat jets viewed off-axis fail to reproduce the larger X-ray and radio luminosity of GRB 170817A at early times $t < 25$ days, and do not naturally account for the observed rise of the non-thermal emission $F_{\nu} \propto t^{0, 8}$ [e.g., Margutti et al., 2018], while a steeper dependence, $F_{\nu} \propto t^3$, is expected in top-hat jets.

Nevertheless, we notice that the top-hat phase lasts for a short time. As the jet expands, it acquires a lateral structure [Gill et al., 2019]. This is confirmed by the fact that the PD computed in the previous section shares some similarities with structured jets, differing from top-hat jets computed analytically. Also, we notice that we have not considered self-absorption, which can (at early times) be important in radio bands.

The second limitation, shared with previous calculations of light curves and polarisation, is the uncertainty on the post-shock structure of the magnetic field. The set of equations integrated into our simulations does not include the evolution of the magnetic field. The magnetic field energy density, indeed, is set by the parameter ϵ_B as a fraction of the thermal energy, while the geometry of the magnetic field is defined “by hand”. Actually, the magnetic field intensity can decay in the post-shock region at a different rate with respect to the thermal energy density, i.e. ϵ_B can change with the distance from the shock.

The direction of the magnetic field can also change, as noted by Granot & Königl [2003]. As the plasma expands in the post-shock region, the size of each fluid element scales with the self-similarity variable, resulting in a larger stretch in the radial direction than in the tangential direction. This implies that the ratio of the parallel to perpendicular components of the magnetic field can change in the post-shock region, with the component parallel to the velocity being amplified as the fluid element moves away from the shock front. Our simulation also led to an amplification of the magnetic field component parallel to the velocity. To see this, imagine starting with a magnetic field parallel to the shock front in the post-shock region, i.e., perpendicular to the velocity. As the fluid element moves away from the shock front, lateral expansion, instabilities, and turbulence tangle the velocity direction (see figure 4.3), amplifying the component of the magnetic field parallel to the velocity. We also note that the time- and space-changing magnetic field component perpendicular to the shock front considered in this work is not strictly consistent with the $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ condition. In fact, the absence of magnetic monopoles $\nabla \cdot \vec{B} = 1/r^2 \partial(r^2 B_r)/\partial r = 0$ allows only the (constant in time) radial magnetic field $B_r = A/r^2$ as a solution, which implies that a full multi-dimensional treatment is necessary to establish a physically consistent magnetic field.

4.5. Conclusions

In this paper, we considered a top-hat jet decelerating through a uniform medium. We presented the first numerical simulations of linear polarisation during the afterglow phase of a gamma-ray burst. We compute the polarisation degree for different magnetic field configurations (parallel and perpendicular to the shock front), for different frequencies, and for observers located on-axis and off-axis with respect to the jet axis.

The behaviour of the on-axis polarisation degree is similar to what was obtained in previous analytical works, while the off-axis PD computed by the numerical simulation differs strongly from the analytical calculation. Instead of two peak observed at intermediate angles ($\theta_{\text{obs}} = 0,4$ rad), only a single peak, preceded by a shallow increase, is obtained. Furthermore, the peak in the PD drops at larger angles (instead of increasing as observed in analytical calculations). This late time, off-axis behaviour is more consistent with the one typically observed in analytical models of structured jets.

We also computed the magnetic field anisotropy (i.e. the ratio between magnetic field perpendicular and parallel to the shock front) by comparing the numerical model with a sample of on-axis PD observations, and with an upper-limit inferred for the off-axis GRB 170817A. The anisotropy is $\sim 0,5 - 0,9$, consistent with previous estimate. Our findings emphasise the importance of capturing accurately the dynamics of the decelerating shock front, in order to properly model future observations of polarisation in off-axis GRB afterglows. This can aid in understanding the structure of the magnetic field in the post-shock region of GRB jets and shed light on its origin.

Acknowledgements

We acknowledge the computing time granted by DGTIC UNAM on the supercomputer Miztli (project LANCAD-UNAM-DGTIC-281). We acknowledge the use of chatGPT for English editing of the manus-

cript. GU acknowledges support from grant 2019/35/B/ST9/04000 from Polish National Science Center.

Capítulo 5

Conclusiones

En esta sección se resumen las principales conclusiones del trabajo de investigación doctoral.

Se estudió la polarización de la radiación de sincrotrón emitida por flujos relativistas, en particular destellos de rayos gamma en la fase de emisión tardía (el “afterglow”). Se desarrolló un código numérico que calcula la polarización de la radiación emitida usando directamente el resultado de simulaciones numéricas. El código de polarización se acopló al código de malla adaptiva *Mezcal*, que resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica relativista, fue probado y se ha utilizado para estudiar GRBs y otro tipo de objetos astrofísicos exitosamente. Este procedimiento es el primero en su tipo y permite hacer cálculos más precisos. También, es posible aplicarlo al estudio de otro tipo de jets astrofísicos.

Para validar la implementación del código numérico para el cálculo de la polarización debida a radiación de sincrotrón, se ha hecho uso de la siguiente metodología:

1. Se ha usado un modelo analítico que describe la propagación de ondas de choque newtonianas y relativistas. Por medio de este modelo, se ha calculado la radiación de sincrotrón resultante, reproduciendo las observaciones de la emisión en radio de la supernova SN2009bb. Los resultados obtenidos son consistentes con la emisión de esta supernova.
2. Lyutikov et al. [2003] han calculado la polarización producida por una onda de choque en expansión relativista, con un campo magnético con simetría toroidal. Usando un modelo analítico similar, se ha calculado la polarización lineal utilizando el código numérico y reproduciendo los resultados del modelo de Lyutikov et al. [2003].

Se publicó un artículo en la revista MNRAS donde se presentaron los principales resultados del cálculo de polarización durante la fase de emisión tardía de GRBs.

- Se encontró que un cálculo aproximado de la polarización local, solo dependiente del rango espectral considerado, produce una polarización global comparable a la que se obtiene cuando se hacen cálculos detallados de la polarización local, contrario a lo que se presenta en estudios recientes (ver Birenbau & Bromberg 2021).
- Se calcularon los grados de polarización para diferentes configuraciones de campo magnético, diferentes frecuencias y diferentes ángulos de observación, usando directamente los resultados de simulaciones numéricas.
- Los resultados del cálculo de la polarización para los jets on-axis confirman estudios analíticos previos. Sin embargo, los resultados para los jets off-axis muestran diferencia importantes. En lugar de tener dos valores máximos en la curva de polarización para ángulos intermedios ($\theta_{\text{obs}} \simeq 0,4$ rad), se observa un solo pico cuya amplitud disminuye con el ángulo, contrariamente a lo que predicen los modelos teóricos.
- Se calculó el parámetro de anisotropía del campo magnético (el cociente entre las componentes del campo magnético perpendicular y paralela al choque) y se compararon los resultados de los modelos numéricos con observaciones existentes del grado de polarización de GRB on-axis, y con

la observación del límite superior del GRB 170817A en infrarrojo. El parámetro de anisotropía encontrado es $\sim 0,5 - 0,9$, consistente con estimaciones teóricas previas.

Estos resultados muestran la importancia de calcular de manera precisa la dinámica del jet durante su fase de desaceleración, la estructura de la región post-choque, y las configuraciones del campo magnético para poder hacer cálculos precisos de la polarización lineal durante la fase de emisión tardía. Esto puede ayudar a entender la estructura del campo magnético en la región post choque del GRB y su origen.

Los resultados de esta tesis servirán para interpretar futuras observaciones de polarización en GRBs “on-axis” y “off-axis”. También, serán en un futuro extendidos para estudiar el comportamiento de la polarización en jets estructurados y para otros perfiles de densidad del medio ambiente donde se propaga el jet.

Capítulo 6

Apéndice A. Motores centrales

Para explicar las observaciones de un GRB se utiliza un modelo general debido a la explosión que provee una fuente de energía en una región compacta. Tanto para GRBs largo como para cortos la explosión se deben a la formación de agujero negro acretante ($\dot{M} \sim M_{\odot} s^{-1}$) o bien una estrella de neutrones altamente magnetizada ($B \sim 10^{15} G$) conocido como magnetar. En ambos escenarios, parte del material que se forma en la coalescencia resulta expulsado del núcleo mediante un jet ultra relativista, en principio es posible deducir las propiedades físicas del mecanismo central.

Cuando el resultado de la fusión del núcleo es un agujero negro, el nuevo agujero negro pudo haber sido creado directamente dentro de una estrella supermasiva o bien, por la coalescencia de dos estrellas de neutrones (ver figura 6.1).

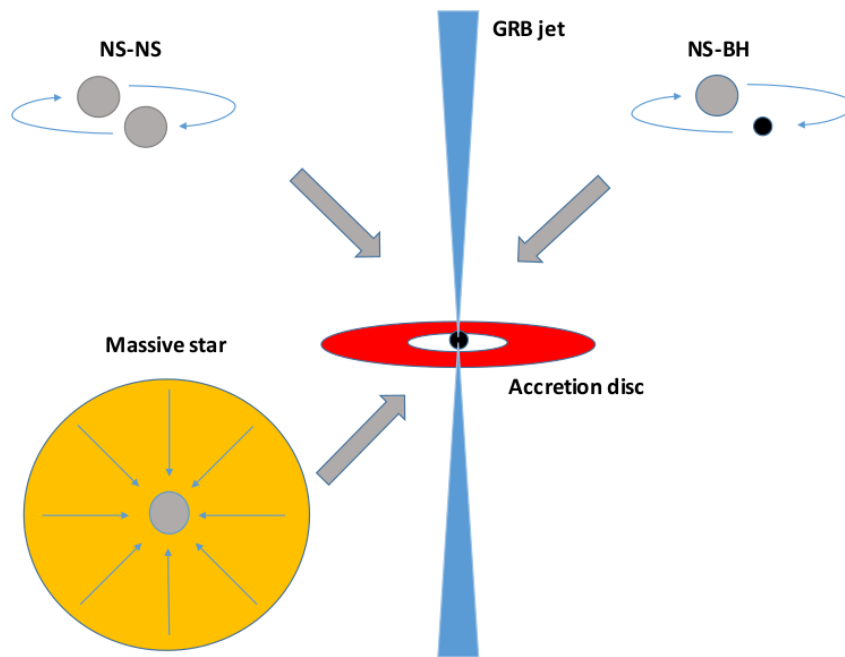


Figura 6.1: Esquema sobre la formación de un agujero negro y disco de acreción en el mecanismo central del modelo de un GRB. El disco se forma por conservación de momento angular del material que cae hacia el centro. Este modelo da lugar a la formación de jets muy similares considerando la fusión de dos objetos compactos, con cantidad de momento angular considerable y una estrella masiva que gire muy rápido. Figura tomada del libro Levan [2018]

Capítulo 7

Agradecimientos

Bibliografía

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *ApJL*, 848, L13
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Asano, K., et al. 2009, *ApJ*, 707, 580
- Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1383
- Aksulu, M. D., Wijers, R. A. M. J., van Eerten, H. J., et al. 2020, *MNRAS*, 497, 4672
- Aksulu, M. D., Wijers, R. A. M. J., van Eerten, H. J., et al. 2022, *MNRAS*, 511, 2848
- Alexander, K. D., Berger, E., Fong, W., et al. 2017, *ApJL*, 848, L21
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
- Barth, A. J., Sari, R., Cohen, M. H., et al. 2002, *American Astronomical Society*
- Berger, E., Price, P. A., Cenko, S. B., et al. 2005, *Nature*, 438, 988
- Birenbaum, G. & Bromberg, O. 2021, *MNRAS*, 506, 4275
- Björnsson, G. 2003, *astro-ph/0302177*
- Blandford, R. D. & McKee, C. F. 1976, *Physics of Fluids*, 19, 1130
- Bloom, J. S. 2010, *American Astronomical Society*
- Bonnell, J. T., Nemiroff, R. J., & Graziani, C. J. 1995, *American Astronomical Society*
- Bosnjak, Z., Götz, D., Bouchet, L., et al. 2013, *SF2A-2013: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, 455
- Briggs, M. S., Band, D. L., Kippen, R. M., et al. 1999, *ApJ*, 524, 82
- Buckley, D. A. H., Bagnulo, S., Britto, R. J., et al. 2021, *MNRAS*, 506, 4621.
- Burgess, J. M. 2014, *MNRAS*, 445, 2589
- Caligula do E. S. Pedreira, A. C., Fraija, N., Galvan-Gamez, A., et al. 2023, *ApJ*, 942, 81
- Chattopadhyay, T., Gupta, S., Iyyani, S., et al. 2022, *ApJ*, 936, 12
- Cheng, K. F., Zhao, X. H., & Bai, J. M. 2020, *MNRAS*, 498, 3492
- Coburn, W. & Boggs, S. E. 2003, *Nature*, 423, 415
- Corsi, A., Hallinan, G. W., Lazzati, D., et al. 2018, *ApJL*, 861, L10
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 783
- Covino, S. & Gotz, D. 2016, *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 29, 205
- Covino, S., Lazzati, D., Ghisellini, G., et al. 1999, *A&A*, 348, L1
- Covino, S., Lazzati, D., Malesani, D., et al. 2002, *A&A*, 392, 865
- Covino, S., Malesani, D., Ghisellini, G., et al. 2003, *A&A*, 400, L9
- Covino, S., Malesani, D., Israel, G. L., et al. 2006, *A&A*, 447, L5

Cucchiara, A., Cenko, S. B., Bloom, J. S., et al. 2011, *ApJ*, 743, 154

Dado, S., Dar, A., & De Rújula, A. 2004, *A&A*, 422, 381

De Colle, F., Granot, J., López-Cámara, D., et al. 2012, *ApJ*, 746, 122

Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, L., et al. 1997, *Nature*, 389, 261

Götz, D., Covino, S., Fernández-Soto, A., et al. 2013, *MNRAS*, 431, 3550

Götz, D., Laurent, P., Antier, S., et al. 2014, *MNRAS*, 444, 2776

Ghisellini, G., & Lazzati, D. 1999, *MNRAS*, 309, L7

Gill, R., & Granot, J. 2018, *MNRAS*, 478, 4128

Gill, R., & Granot, J. 2020, *MNRAS*, 491, 5815

Gill, R., Granot, J., De Colle, F., et al. 2019, *ApJ*, 883, 15

Goldstein, A., Veres, P., Burns, E., et al. 2017, *ApJL*, 848, L14

González, M. M., Dingus, B. L., Kaneko, Y., et al. 2003, *Nature*, 424, 749

Goodman, J. & MacFadyen, A. 2008, *Journal of Fluid Mechanics*, 604, 325

Gottlieb, O., Nakar, E., & Piran, T. 2018, *MNRAS*, 473, 576

Granot, J. 2003, *ApJL*, 596, L17

Granot, J. 2012, *MNRAS*, 421, 2610

Granot, J. & Königl, A. 2003, *ApJL*, 594, L83

Granot, J., Panaitescu, A., Kumar, P., et al. 2002, *ApJL*, 570, L61

Granot, J., Piran, T., & Sari, R. 1999, *ApJ*, 513, 679

Gruzinov, A. 1999, *ApJL*, 525, L29

Gruzinov, A. & Waxman, E. 1999, *ApJ*, 511, 852

Guan, R. Y. & Lan, M. X. 2023, *A&A*, 670, A160

Harten, A., Lax, P. D., & Van Leer, B. 1983, *SIAM Review*, 25, 35

Inoue, T., Asano, K., & Ioka, K. 2011, *ApJ*, 734, 77

Jordana-Mitjans, N., Mundell, C. G., Kobayashi, S., et al. 2020, *ApJ*, 892, 97

Kasliwal, M. M., Nakar, E., Singer, L. P., et al. 2017, *Science*, 358, 1559

Kathirgamaraju, A., Barniol Duran, R., & Giannios, D. 2018, *MNRAS*, 473, L121

Klose, S., Palazzi, E., Masetti, N., et al. 2004, *A&A*, 420, 899

Kole, M., Iacovelli, F., Mancarella, M., et al. 2023, *A&A*, 669, A77

Kobayashi, S. 2012, *International Journal of Modern Physics Conference Series*, 8, 220

Kouveliotou, C., Paciesas, W. S., Fishman, G. J., et al. 1993, *A&AS*, 97, 55

Kumar, P. & Panaitescu, A. 2000, *ApJL*, 541, L9

Kumar, P. & Zhang, B. 2015, *Physics Reports*, 561, 1

Kuwata, A., Toma, K., Kimura, S. S., et al. 2023, *ApJ*, 943, 118

Laing, R. A. 1980, *MNRAS*, 193, 439

Lan, M.-X., Wu, X.-F., & Dai, Z.-G. 2016, *ApJ*, 826, 128

Lan, M.-X., Wu, X.-F., & Dai, Z.-G. 2018, *ApJ*, 860, 44

Laskar, T., Alexander, K. D., Gill, R., et al. 2019, *ApJL*, 878, L26

Lazzati, D., Covino, S., di Serego Alighieri, S., et al. 2003, *A&A*, 410, 823

Lazzati, D., Covino, S., Gorosabel, J., et al. 2004, *A&A*, 422, 121

Lazzati, D. & Begelman, M. C. 2009, *ApJL*, 700, L141

Lazzati, D., Deich, A., Morsony, B. J., et al. 2017, *MNRAS*, 471, 1652

Levan, A. J. 2018, *Gamma-ray bursts*, by Levan, Andrew J., 2018. Bristol: IOP Publishing

Lin, H.-N., Li, X., & Chang, Z. 2017, *Chinese Physics C*, 41, 045101

Lithwick, Y. & Sari, R. 2001, *ApJ*, 555, 540

Lyutikov, M., Pariev, V. I., & Blandford, R. D. 2003, *ApJ*, 597, 998

Mészáros, P. & Rees, M. J. 1997, *ApJ*, 476, 232

Mészáros, P. 1999, *A&AS*, 138, 533

Mészáros, P., Ramirez-Ruiz, E., Rees, M. J., et al. 2002, *ApJ*, 578, 812

Margutti, R., Alexander, K. D., Xie, X., et al. 2018, *ApJL*, 856, L18

Metzger, B. D., Giannios, D., Thompson, T. A., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 2031

Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilyinskii, V. N., et al. 1981, *AP&SS*, 80, 119

Medina Covarrubias, R., De Colle, F., Urrutia, G., et al. 2023, *MNRAS*, 523, 4583

Medvedev, M. V. & Loeb, A. 1999, *ApJ*, 526, 697

Milosavljević, M. & Nakar, E. 2006, *ApJ*, 641, 978

Mooley, K. P., Frail, D. A., Dobie, D., et al. 2018, *ApJL*, 868, L11

Mundell, C. G., Kopač, D., Arnold, D. M., et al. 2013, *Nature*, 504, 119

Murguia-Berthier, A., Ramirez-Ruiz, E., Montes, G., et al. 2017, *ApJL*, 835, L34

Nakar, E. & Piran, T. 2017, *ApJ*, 834, 28

Nakar, E., Piran, T., & Waxman, E. 2003, *JCAP*, 2003, 005

Nava, L., Nakar, E., & Piran, T. 2016, *MNRAS*, 455, 1594

Paciesas, W. S., Meegan, C. A., von Kienlin, A., et al. 2012, *ApJs*, 199, 18

Panaitescu, A. & Mészáros, P. 1999, *ApJ*, 526, 707

Paczynski, B. & Rhoads, J. E. 1993, *ApJL*, 418, L5

Perley, D. A. & Perley, R. A. 2013, *ApJ*, 778, 172

Piran, T. 1999, *Physics Reports*, 314, 575

Piran, T. 2000, *Physics Reports*, 333, 529

Piran, T. 2002, *Science*, 295, 986. doi:10.1126/science.1068157

Piran, T. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 1143. doi:10.1103/RevModPhys.76.1143

Preece, R. D., Briggs, M. S., Malozzi, R. S., et al. 2000, *ApJS*, 126, 19

Rees, M. J. & Meszaros, P. 1992, *MNRAS*, 258, 41

Rhoads, J. E. 1997, *ApJL*, 487, L1

Rhoads, J. E. 1999, *ApJ*, 525, 737

Rol, E., Castro Cerón, J. M., Gorosabel, J., et al. 2002, *GCN*, 1596

Rossi, E. M., Lazzati, D., Salmonson, J. D., et al. 2004, MNRAS, 354, 86

Rutledge, R. E. & Fox, D. B. 2004, MNRAS, 350, 1288

Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, A Wiley-Interscience Publication, New York: Wiley, 1979

Sakamoto, T., Lamb, D. Q., Kawai, N., et al. 2005, ApJ, 629, 311

Sakamoto, T., Hullinger, D., Sato, G., et al. 2008, ApJ, 679, 570

Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ApJL, 497, L17

Sari, R., Piran, T., & Halpern, J. P. 1999, ApJL, 519, L17

Shaviv, N. J. & Dar, A. 1995, MNRAS, 277, 287

Sari, R. 1999, ApJL, 524, L43.

Shimoda, J. & Toma, K. 2021, ApJ, 913, 58

Sironi, L. & Goodman, J. 2007, ApJ, 671, 1858

Sironi, L. & Spitkovsky, A. 2014, ApJL, 783, L21

Soderberg, A. M., Chakraborti, S., Pignata, G., et al. 2010, Nature, 463, 513

Steele, I. A., Mundell, C. G., Smith, R. J., et al. 2009, arXiv:0912.3391

Stringer, E. & Lazzati, D. 2020, ApJ, 892, 131

Teboul, O. & Shaviv, N. J. 2021, MNRAS, 507, 5340

Toma, K., Sakamoto, T., Zhang, B., et al. 2009, ApJ, 698, 1042

Toma, K., Ioka, K., & Nakamura, T. 2008, ApJL, 673, L123

Urata, Y., Toma, K., Huang, K., et al. 2019, ApJL, 884, L58

van Eerten, H. J. & MacFadyen, A. I. 2012, ApJL, 747, L30

van Paradijs, J., Kouveliotou, C., & Wijers, R. A. M. J. 2000, ARA&A, 38, 379

Wigger, C., Hajdas, W., Arzner, K., et al. 2004, ApJ, 613, 1088

Wijers, R. A. M. J., Vreeswijk, P. M., Galama, T. J., et al. 1999, ApJL, 523, L33

Willis, D. R., Barlow, E. J., Bird, A. J., et al. 2005, A&A, 439, 245

Wu, X. F., Dai, Z. G., Huang, Y. F., et al. 2005, MNRAS, 357, 1197

Yonetoku, D., Murakami, T., Gunji, S., et al. 2011, ApJL, 743, L30

Yonetoku, D., Murakami, T., Gunji, S., et al. 2012, ApJL, 758, L1

Zhang, B. & Yan, H. 2011, ApJ, 726, 90