



T.C.
MUSTAFA KEMAL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

GAMA IŞIN PATLAMALARI KAYNAKLARI ÜZERİNDEKİ
FARKLI ÇALIŞMALARIN İNCELENMESİ

GANİM GEÇİM

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ANTAKYA

EYLÜL-2006

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	I
ABSTRACT.....	II
ÖNSÖZ.....	III
SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	IV
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	V
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VI
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	4
2.1. Anlık (Prompt) Gama Işması Gözlemsel Çalışmaları.....	5
2.2. Ardıl (Afterglow) Işması Gözlemsel Çalışmaları.....	8
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	12
3.1. Materyal.....	12
3.1.1. Uzun Süreli Gama Işın Patlamalarının Ata Modelleri.....	13
3.1.1.1. Çökerti (Collapsar) Modeli.....	13
3.1.1.2. Supranova (Supranova) Modeli.....	16
3.1.2. Kısa Süreli Gama Işın Patlamalarının Ata modelleri.....	18
3.1.2.1. Yoğun Çift Nesnenin Birleşmesi Modeli.....	18
3.1.3. Birleşik Gama Işın Patlamaları Ata Modeli.....	21
3.1.4. Işıma Mekanizmaları Modelleri.....	25
3.1.4.1. Ateştopu (Fireball) Şok Modeli.....	25
3.1.4.2. Gülle (Cannonball) Modeli.....	44
3.1.5. Gama Işın Patlamaları (GRB's) ile İlişkilendirilen Astrofiziksel Olaylar.....	62
3.1.5.1. Çok (Ultra) Yüksek Enerjili Kozmik Işın (UHECR)- Gama Işın Patlamaları (GRB's) arasındaki ilişki İlişkisi.....	62
3.1.5.2. Gravitasyonel Dalga (GW)-Gama Işın Patlamaları (GRB's) arasındaki İlişkisi.....	65
3.2. Yöntem.....	68
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	69

5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	73
KAYNAKLAR.....	77
ÖZGEÇMİŞ.....	83

ÖZET**GAMA IŞIN PATLAMALARI KAYNAKLARI ÜZERİNDEKİ
FARKLI ÇALIŞMALARIN İNCELENMESİ**

Gama Işın Patlamaları (GRB's) keV-MeV enerji aralığında gama ışınları yayan, kısa süreli (0.1 sn-100 sn) ve şiddetli patlamalardır. Genel anlamda söylemek gerekirse, bir Gama Işın Patlamasında saniye mertebesi gibi kısa zaman aralığında açığa çıkan enerji miktarı, Güneş benzeri 1 milyar yıldızın 10.000 yılda yayacağı toplam ışınım miktarına eşit büyüklüktedir. Patlama meydana gelmeden önce, gökyüzünde nerede olacağı veya ne zaman olacağı önceden kestirilemez.

Bir Gama Işın Patlaması iki safhadan meydana gelmektedir. Birinci safhada kısa süren ve çok yüksek enerjili ($\sim 10^{52}$ erg) γ -ışınlarının yayımlandığı patlamanın kendisi (Anlık- γ ışınması). İkincisi ise, bu safhayı takip eden, x-ışını, optik ve radyo ışınımının gerçekleştiği Ardıl ışınım (Afterglow) safhasından oluşur. Özellikle, 1997 yılında İtalya-Hollanda yapımı Beppo-SAX uydusunun fırlatılmasından sonra Ardıl ışınım bölgesinde başarılı gözlemler yapılmıştır. Bu önemli gelişme Gama Işın Patlamalarının doğası ve kökeni hakkında somut deliller sağlamıştır.

Aradan geçen 40 yıllık süre içinde, γ -ışını, x-ışını, optik ve radyo dalgaları bölgelerinde bol miktarda gözlem verisi elde edilmesine ve bu verilerin bir kısmının eldeki kuramsal modellerle uyumlu olmasına rağmen, Gama Işın Patlamaları Evren'de gizemlerini korumaya devam etmektedirler. Bu çalışmada Gama Işın Patlamalarının kökenini ve doğasını anlamak amacıyla önerilen ve son zamanlarda bilim çevrelerince kabul gören kuramsal çalışmalar özetlenmiştir. Bu çalışmamızda, Gama Işın Patlamaları modellerinde tam bir açıklaması bulunmayan jet akımının ve bu akımdaki magnetik alanın nasıl oluşabileceği hakkında yeni yaklaşımlarda bulunduk.

2006, 83 Sayfa

Anahtar kelimeler: Gama Işın Patlamaları (GRB's), Ardıl ışınım (Afterglow), Ateş topu (Fireball), Şoklar, Gülle (Cannonball), Süpernova, Hipernova, Çift yoğun sistemler

ABSTRACT**INVESTIGATION OF DIFFERENT STUDIES ON
GAMMA RAY BURSTS SOURCES**

Gamma Ray Bursts (GRB's) are short (0.1sn-100 sn) and very intense burst of gamma rays (100 keV-1 MeV). In other words, the released energy in a GRB event is equal to the energy which is released from one billion stars like Sun in 10000 years. It cannot be predicted where or when the burst before its occurrence to occur.

A Gamma Ray Burst consists of two phases. First, the GRB itself in which very short and energetic ($\sim 10^{52}$ ergs) gamma ray emitted. Second, the Afterglow phase which is observed after the end of Prompt emission in x -ray, optics and radio bands. In particular, after the Italian-Dutch BeppoSAX satellite launched in 1997, successfully Observations were made in the Afterglow emission region. Detections of the Afterglow phases provided concrete proof about the nature and the origin of GRB's.

Although lots of successful observation data in γ -ray, x -ray, optics and radio bands have been made in the last 40 years and some of these observation data fit to the theoretical Models proposed, Gamma Ray Bursts are still a mystery in the Universe. In this thesis we reviewed the theoretical Models which proposed to explain nature and progenitor of Gamma Ray Bursts. In this study, we propose to use of new approaches about jet flow and magnetic field which occur in it, and cannot be explained well enough in GBR models.

2006, 83 pages

Key words: Gamma Ray Bursts (GRB's), Afterglow, Fireball, Shocks, Cannonball, Supernova, Hypernova, Binary Compact Systems.

ÖNSÖZ

Bilimin amaçlarından biri Dünyamızı, Güneş sistemimizi ve Evreni daha iyi gözlemleyip, tanımaya çalışmaktır. Bu sistemler hakkında doğru bilgi edinebilmek, sistemlerde meydana gelen olayları ve bu olayların oluşum mekanizmalarını tanımaktan geçer. Böylece bu sistemler hakkında hem daha gerçekçi modellemeler yapılabilir hem de deneysel ve gözlemsel veriler daha doğru bir biçimde yorumlanabilir.

Özellikle Evrensel boyutlarda geçmişe yönelik bilgiler elde etmek ve bunların ışığında geleceğe dair sağlıklı tahminlerde bulunmak için, Evrenin uzak bölgelerinde oluşan ve Dünyamıza kadar ulaşabilen yüksek enerjili kozmik ışınlar ve yüksek enerjili gama ışınları incelenerek sağlanabilir. Çünkü, bu ışınlar Evrenin geçmişine dair bilgiler taşımaktadırlar. 1967 yılında rastlantı sonucu keşfedilen ve tüm gözlemsel ve kuramsal çalışmalara rağmen gizemlerini koruyan Gama Işın Patlamaları (Gamma Ray Bursts, GRB's. Tez boyunca patlamanın orijinal adının kısaltması kullanılacaktır) bizlere çok geniş bir çalışma alanı sunmaktadır.

Çalışmada, Özellikle patlamaların Ata (progenitor) modelleri ve patlama sonucu Anlık-gama ışıması ve Ardıl ışıma evrelerinde açığa çıkan muazzam büyüklükteki enerjiyi oluşturan mekanizmaları inceleyen modeller üzerinde durulmuştur. Çalışmamızın temel amacı doğrultusunda, Gama Işın Patlamalarının gözlemsel özellikleri sunulmuş ve bu patlamaları anlamak için önerilen kuramsal modeller incelenmiştir. Varılan sonuçlar doğrultusunda patlama esnasında oluştuğu kabul edilen jet akımının ve bu jetin barındırdığı magnetik alanın nasıl oluşabileceği yönünde yeni yaklaşımlarda bulunduk.

Bu gizemli astrofiziksel olay üzerinde bana çalışma fırsatı veren tez hocam sayın Yrd.Doç.Dr. Mithat ZAN'a ve tez yazımı sırasında, yapıcı eleştiri ve önerilerinden yararlandığım Fizik Anabilim Dalı öğretim üyesi Doç. Dr. Hüsnü Salih GÜDER hocama teşekkür ederim.

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

AGASA	: Akeno Giant Air Shower Array
BATSE	: Patlama ve Ardıl Işınım Kaynağı Deneyi
BeppoSAX	: Uydu Temelli X-ışın Astronomisi Deneyi (İtalya-Hollanda Yapımı)
BH	: Karadelik
CB	: Gülle
CGRO	: Compton Gama Işın Gözlemevi
ERGET	: Yüksek Enerjili Gama Işın Deneyi
FB	: Ateştopu
FRED	: Hızlı Yükselme ve Ekspansiyel Bozunum
GRB	: Gama Işın Patlaması
GZK Kesilimi	: Greisen-Zatsepin-Kuzmin Kesilimi
GW	: Kütleçekim Dalgası
HiRes	: Yüksek Çözünürlüklü Fly's Eye
ISM	: Yıldızlar Arası Ortam
MHD	: Magneto Hidrodinamik
NASA	: Ulusal Havacılık ve Uzay Dairesi
NS	: Nötron yıldızı
ROTSE	: Robotik Optik Geçici Kaynak Deneyi
SAS-2	: Küçük Astronomi Uydusu
SN	: Süpernova
Swift	: Gama Işın Patlamaları tarayıcısı
TUG	: Tübitak Ulusal Gözlemevi
UHECR	: Çok Yüksek Enerjili Kozmik Işın
VELA	: ABD Savunma Bakanlığına Bağlı Uydu

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 3.1. Farklı parametrelerin referans değerlerinin tablosu. Buradaki iki parametre (z ve θ) sadece Gülle modeline özgü değil geneldir	47
Çizelge 3.2. Gülle Modeli ile uyum içinde olan patlamaların listesi	61

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. BATSE uydusu ile dedekte edilen 2700 patlamanın, T_{90} süresinin patlama sayısına göre dağılımı (http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/duration/)	5
Şekil 2.2. Gama Işın Patlamaları, patlama süresi-patlama şiddeti grafiği (SONBAŞ, 2004)	6
Şekil 2.3. Farklı patlamalara ait ışık eğrileri. Burada yatay eksen zamanı, dikey eksen ise foton akısını ($\text{sayım}/\text{cm}^2$) temsil eder (http://cosscc.gsfc.nasa.gov/docs/swift/swiftsc.html)	7
Şekil 2.4. BAND spektrumunun enerjiye göre değişimi (üstte), düşük enerjili spektral indisin, E_0 kırılma enerjisinin ve yüksek enerji spektral indisinin patlama sayısına göre dağılımları (altta) gösterimi (OLUTAŞ,2004)	8
Şekil 2.5. Bir Gama Işın patlamasına ait enerji spektrumu	9
Şekil 2.6. Farklı patlamalara ait Ardıl ışınım görüntüleri: a-GRB990123 ve b-GRB030329 patlamaları	10
Şekil 3.1. Bir yıldızın yanma katmanları: Kırmızı: He tabakası, Sarı: C, N ve O'dan oluşan katman, Yeşil: Si, Ne ve Mg'den oluşan katman, Gri: Fe katmanı (BANDSTRA, 2005)	13
Şekil 3.2. Çökerti (Collapsar) modeline göre çöküş safhaları (DERMER ve ark., 2003)	15
Şekil 3.3. Supranova (Supranova) modeline göre çöküş safhaları (http://qso.lanl.gov/~clf/papers/lecture4.ppt#20.)	17
Şekil 3.4. Supranova (Supranova) modeline göre patlamalar esnasında oluşan katmanlar: Merkezde hızlı dönen süper kütleli bir nötron yıldızı, Mor katman; relativistik MHD (Magneto hidrodinamik) rüzgarı, Kahverengi katman; MHD şok (termal olmayan parçacık hızlandırması; pulsar rüzgarı), Gri katman; Süpernova kabuğu (DERMER ve ark, 2003)	18
Şekil 3.5. NS-NS çiftinin birleşmesini gösteren simülasyon çizimi. Renkler kolon yoğunluğunun (column density; g/cm^2) logaritmik değerlerini göstermektedir (ROSSWONG, 2003)	20
Şekil 3.6. Birleşik GRB modeline göre alt-jetler ve meydana getirdikleri olaylar (http://cds.mppmu.mpg.de/cdsagenda/askArchive.)	22
Şekil 3.7. Birleşik modele göre gözlemcinin ve alt jetlerin konumları (YAMAZAKI ve ark., 2004)	22

Şekil 3.8. 350 alt jetin açığına bağlı olarak dağılımları (YAMAZAKI ve ark., 2004)	24
Şekil 3.9. Çoklu alt jetler tarafından üretilen emisyonun enerji spektrumu (YAMAZAKI ve ark., 2004)	24
Şekil 3.10. Ateştopu modeline göre relativistik akışın bir koni şeklinde Hüzmeleşmesi (BESKIN, 2002)	27
Şekil 3.11. Ateştopu modeli için ihtiyaç duyulan fiziksel elemanların şematik gösterimi (ZANG ve MESZAROS, 2003)	29
Şekil 3.12. Ateştopu şok modelinde karakteristik yarıçaplar (ZANG ve MESZAROS, 2003)	33
Şekil 3.13. İç şok modeline göre mini kabukların durumu (PIRAN, 1998)	34
Şekil 3.14. Teorik olarak bulunan spektrum grafiğinin gözlemlerle karşılaştırılması	38
Şekil 3.15. Dış şok modelinin tipik bir gösterimi (PIRAN, 1998)	39
Şekil.3.16. Ateştopu modeline göre Ardıl ışımaların spektrumu. a) Hızlı soğuma-Yüksek frekans durumu, b) Yavaş soğuma-Düşük frekans durumu (ZANG ve MESZAROS, 2003)	43
Şekil 3.17. Ateştopu modeline göre elde edilen Ardıl ışımalara ait ışık eğrilerinin gözlemlerle karşılaştırılması (BESKIN, 2002; http://qso.lanl.gov/~clf/papers/lecture3.ppt#20)	43
Şekil 3.18. Ateştopu (Fireball) modelinin genel bir şematik gösterimi (www.google.com.tr/Fireballmodel)	44
Şekil.3.19- XTE J1550-564 mikro-kuasarı tarafından zıt yönlerde enjekte edilen iki relativistik Güllenin, x -ışın bölgesinde elde edilen görüntüsü (CORBEL ve ark., 2002; De RUJULA, 2004)	45
Şekil 3.20. Güllenin (Cannonball) modelinin tipik bir gösterimi (DADO ve ark., 2002a)	46
Şekil 3.21. SN kabuğunun yoğunluk şeması (www.google.com.tr/C:\CANNONBALL\A_De Rujula2.htm)	50
Şekil 3.22. Güllenin (Cannonball) modeline göre öngörülen spektrum ile BAND spektrumunun karşılaştırılması (De RUJULA, 2004)	54
Şekil 3.23. CB modeline göre Anlık-gama ışımalarına ait ışık eğrilerinin gözlemlerle karşılaştırılması (DAR, 2005)	55
Şekil 3.24. CB modeline göre, ISM parçacıkları CB içine girip, izotropik bir şekilde	

VIII

tekrar ISM ortamına dağılırlar (DADO ve ark., 2002a)	56
Şekil 3.25. CB modelinin kuramsal eğrileri ve gözlemsel verilerin karşılaştırılması (DADO ve ark., 2003)	60
Şekil 3.26. Kozmik ışınlara ait spektrum (www.telescopearray.org/images/spec0.gif)	63
Şekil 3.27. Farklı dedektörlerden alınan gözlem verilerinin (3.69) denklemi ile karşılaştırılması	65
Şekil 3.28. Gravitasyonel dalgalar ile elektromanyetik dalgaların karşılaştırılması (üstte). Dünya'ya çarpan gravitasyonel dalganın yarattığı etki (altta) (GÜRDİLEK, 2000)	66
Şekil 3.29. PSR 1913+16 olarak kodlanan nötron yıldızı çifti (GÜRDİLEK, 2000)	67
Şekil 5.1. GRB031203 patlamasının x -ışını bölgesinde çekilmiş fotoğrafı (sağda) ve elde edilen verilere göre yapılan simülasyon çalışması (solda) (www.star.le.ac.uk/~sav2/grb031203/)	74
Şekil 5.2. Yüzüksü yapıların olası şeması	76
Şekil 5.3. Yüzüksü yapının olası başlangıç ve maksimum yarıçapları	76

1.GİRİŞ



Gama Işın Patlamaları (GRB) çok kısa süre içerisinde yaydıkları muazzam enerji ($10^{50} - 10^{54}$ erg) bakımından bilim dünyasında, Evreni yarattığı kabul edilen Büyük Patlamadan sonra ve gözlenen en büyük patlama olarak kabul edilmektedir.

Gama Işın Patlamalarının en belirgin iki özelliği; i) çok kısa sürmeleri (0.1 sn-100 sn) ve ii) gökyüzünde daha önce tahmin edilemeyen konumlarda ve yönlerde meydana gelmeleridir. Ortalama olarak günde 1-2 tane gözlenebilen ve çok farklı gözlemsel özelliklere sahip olmalarına rağmen bu patlamalar zamansal yapıları bakımından “Uzun süreli GRB” ve “Kısa süreli GRB” olmak üzere iki sınıfta toplanır. Genel olarak, uzun süreli patlamalar 2 sn’den daha uzun süreli γ -ışını yayanlar, kısa süreli patlamalar ise 2 sn’den daha kısa sürede γ -ışını yayanlar olarak gruplandırılır (ÖZEL ve ark., 2002). Bu güne kadar gözlenen patlama sayısının yaklaşık %75’nin uzun süreli ve %25’nin kısa süreli olduğu görülmüştür (OLUTAŞ, 2004; ZANG ve MESZAROS, 2003).


Gama Işın Patlamasını takip eden ve haftalarca yada aylarca sürebilen Ardıl ışınlamalarının gözlenmesi sayesinde patlamaların uzaklıkları tayin edilebilmiş ve kaynaklarının kozmolojik uzaklık mertebesinde olduğu belirlenmiştir (~3 Gpc).

Gama Işın Patlamalarını anlamak amacıyla yürütülen kuramsal çalışmaları iki grupta toplamak mümkündür. Birinci grupta, patlamaların Atalarını (progenitor) ve merkezi mekanizmalarını (central engine) anlamaya yönelik çalışmalar yer alır. Bu grupta önerilen modelleri şu şekilde sıralayabiliriz (VIETRI ve ark., 1998; WAXMAN, 2003; PIRAN, 2004; ZANG ve MESZAROS, 2003);

1. Uzun süreli Gama Işın Patlamalarının Ata modelleri

-  Çökerti (Collapsar)/ Hipernova modeli
-  Supranova (Supranova) modeli



2. Kısa süreli Gama Işın Patlamalarının Ata modelleri

-  Yoğun çift objenin birleşmesi modeli
 - Nötron yıldızı (NS) – Karadelik (BH) çift sistemi
 - Nötron yıldızı (NS) – Nötron yıldızı (NS) çift sistemi
 - Karadelik (BH) – Karadelik (BH) çift sistemi ve benzeri yoğun çift sistemler.

Bu modellere göre, patlamadan sonra Ata nesneden geriye çevresinde geçici kalıntı diski bulunan bir Karadelik oluşması beklenmektedir (ÖZEL ve ark., 2002). Bu modellerin yanı sıra hem uzun, hem de kısa patlamaların aynı Ata'dan olduğunu kabul eden ve “Birleşik Gama Işın Patlamaları Ata modeli” diye tanımlanan model daha mevcuttur (YAMAZAKI ve ark., 2004).

İkinci grup kuramsal çalışmalarda ise, merkezi mekanizmadan bağımsız olan ve muazzam büyüklükteki enerjinin gözlenen yüksek enerjili γ - ışınlarını ve Ardıl ışınmayı oluşturma mekanizmasını açıklamaya ve hangi fiziksel özellikleri göstereceğini tahmin etmeye yönelik modeller geliştirilmiştir. Bu grupta da iki tane popüler model vardır (PIRAN, 2005; DAR, 2005);

Işıma Mekanizması Modelleri

-  Ateştopu (Fireball) Şok modeli
-  Gülle (Cannonball) modeli

Temel hipotezleri, geometrik şekilleri, varsayımları ve gözlem verilerini yorumlama bakımından farklı olmalarına rağmen, her iki model gözlem verilerinin çoğuyla uyum içindedirler.

Bu çalışmanın amacı, Gama Işın Patlamalarının doğasını, Atalarını ve gözlenen ışınmaları meydana getiren mekanizmaları konu edinen teorik modelleri incelemektir. Çalışma 5 (beş) ana bölümden oluşmuştur. 2. bölümünde Gama Işın Patlamalarının genel gözlemsel özellikleri, literatür bilgileri ve Gama Işın Patlaması uydularının internet adreslerindeki veriler kullanılarak özetlenmiştir. Literatürdeki kaynakların incelenmesiyle derlenen Ata ve Işıma mekanizması modellerinin temel matematiksel yapıları ve öngörülerini hakkındaki bilgiler 3. bölümde özetlenmiştir. Bu bölümde ayrıca 1912 yılında keşfedilen fakat kaynaklarına dair henüz kesin bir kanıt olmayan ve yüksek enerji Astrofizikinde gizemini koruyan önemli bir problem olan çok yüksek enerjili kozmik ışınların (UHECR's) GRB ile bir ilişkilerinin olup olmadığı GRB modelleri çerçevesinde yapılan çalışmalar özetlenmiştir. Bir diğer Kozmolojik gizem olan Gravitasyonel dalgalarının GRB ile ilişkileri de ayrıca bu kısımda verilmiştir. GRB Atası olarak kabul edilen NS-NS, NS-BH ve BH-BH gibi yoğun çift nesnenin birleşmesi sonucu veya kütleli yıldızların ani çöküntü (Collapse) sonucu gravitasyonel dalgalarının oluşabileceği uzun zamandan beri kuramsal olarak öngörülmüştür (PIRAN, 2001; FINN, 1999). 4. bölümde, özetlemiş olduğumuz bu modellerin belli başlı bazı

tutarlı ve tutarsız özellikleri verilmiştir. 5. ve son bölümde ise özellikle jet akımının oluşumu ve bu jet akımı içerisindeki magnetik alanın nasıl oluştuğuna dair ışık tutacağına inandığımız bazı varsayımlarda bulunduk.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Gama Işın Patlamaları (GRB's), 1967 yılında Amerikan savunma bakanlığına bağlı bir uydu olan VELA tarafından tesadüfen keşfedilmiştir. 1969-1972 tarihleri arasındaki 3 yıllık süre içinde gözlenen 16 Gama Işın Patlamasına ait verileri KLEBESADEL ve ark. (1973) tarafından rapor edilmiştir. 15 Aralık 1972 yılında fırlatılan SAS-2 uydusu Gama Işın Patlamaları çalışmalarına büyük katkı sağlamıştır. 35 MeV ve üzerindeki enerji aralığındaki gama ışınlarını algılamak için dizayn edilen SAS-2 uydusu yörüngede kaldığı 6 yıllık süre içinde 27 Gama Işın Patlaması algılamıştır (FICHTEL ve ark., 1975). NASA'nın 1991 yılında gönderdiği CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) gözlemevinin taşıdığı BATSE (Bursts and Transient Source Experiment) ve ERGET (Energetic Gamma Ray Experiment) dedektörleri tarafından patlamalarla ilgili önemli gözlemler yapmıştır. BATSE'nin yörüngede kaldığı 9 yıllık sürede yaklaşık 2700 Gama Işın Patlaması tespit etmiş ve Evrendeki GRB dağılım haritasını çıkarmıştır. 1991-1996 yılları arasında elde edilen veriler BATSE 4B kataloğunda toplanmıştır (<http://coss.gsfc.nasa.gov>). Gama Işın Patlamalarının Ardıl ışınları çalışmalarında önemli bir gelişme ROTSE (Robotic Optic Transient Source Experiment) serisinin devreye girmesiyle başlamıştır. ROTSE-III, iki tanesi kuzey yarımkürede (Türkiye ve ABD) ve iki tanesi de güney yarımkürede (Namibya ve Avustralya) olmak üzere 4 teleskoptan oluşmaktadır (SONBAŞ, 2004). Türkiye'de Ardıl ışınların algılanması çalışmaları yapılmaktadır. Bu çalışmalar, Antalya-Bakırlıtepede bulunan TUG (Tübitak Ulusal Gözlemevi) ve Çanakkale'deki Ulupınar Astrofizik Gözlemevinde bulunan teleskoplarla sürdürülmektedir.

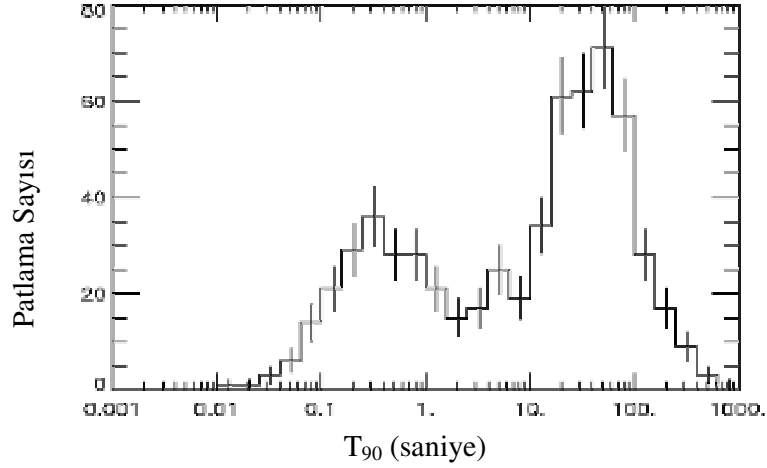
Yapılan çalışmalar, Gama Işın Patlamalarının genel özelliklerinin iki ana sınıfta incelenebileceğine işaret etmiştir. Bunlar, çok kısa süreli Anlık γ -ışın emisyonu ve uzun süreli Ardıl ışın emisyonudur.

2.1. Anlık (Prompt) Gama Işımasının Gözlemsel Çalışmaları

Anlık-gama ışın emisyonu Gama Işın Patlamasının kendisini oluşturur. Anlık gama ışınması gözlemsel çalışmalarının sonuçları şu şekilde özetlenebilir;

Anlık-gama ışın patlamasının süresi $10^{-2} sn - 10^3 sn$ arasında değerler almaktadır. Patlamaların süreleri BATSE uydusunun 50-300 keV enerji aralığında yapılan gözlem verilerine göre T_{50} veya T_{90} şeklinde ifade edilir. T_{90} , patlama süresinin %90'lık kısmını içerirken, T_{50} patlama süresinin %50'lik kısmını içerir. $T_{90} > 2sn$ ise uzun süreli patlamaları, $T_{90} < 2sn$ ise kısa süreli patlamaları ifade eder. Gözlenen patlamaların yaklaşık olarak %75'ni uzun GRB oluştururken, kısa GRB %25'lik kısmı oluştururlar (ZANG ve MEZSAROS, 2003). Bu dağılım Şekil 2.1'de verilmiştir.

Uzun süreli Gama ışın patlamaları $\approx (10^{51} - 10^{54}) erg$ arasında izotropik enerji yayarken (fakat GRB980425¹ patlamasında $\approx 10^{48} erg$ açığa çıkmıştır), kısa süreli Gama ışın patlamaları $\approx (10^{48} - 10^{52}) erg$ aralığında izotropik enerji yayarlar (BERGER, 2005).



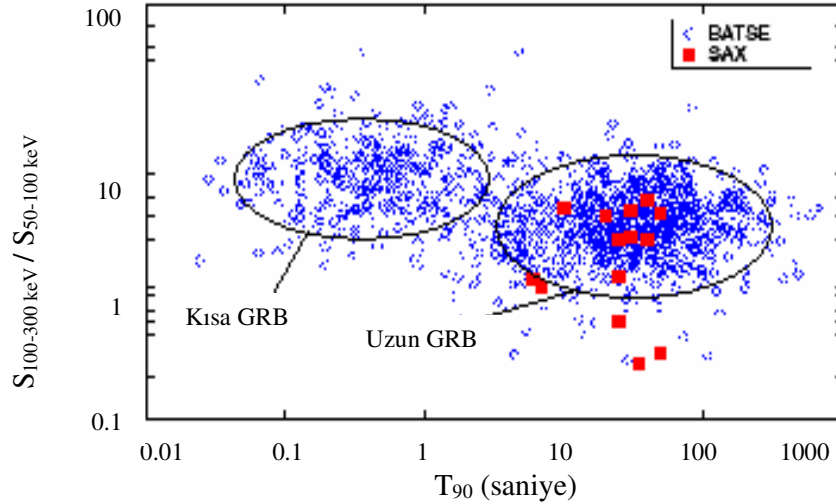
Şekil 2.1. BATSE uydusu ile dedekte edilen 2700 patlamanın, T_{90} süresinin patlama sayısına göre dağılımı
(<http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/duration/>)

¹ Patlamaların adlandırılmaları şu şekilde yapılmaktadır: GRB980425; GRB Gama Işın Patlamasını, 98 patlamanın meydana geldiği yılın son iki rakamını, 04 ayını ve 25 gününü simgeler.

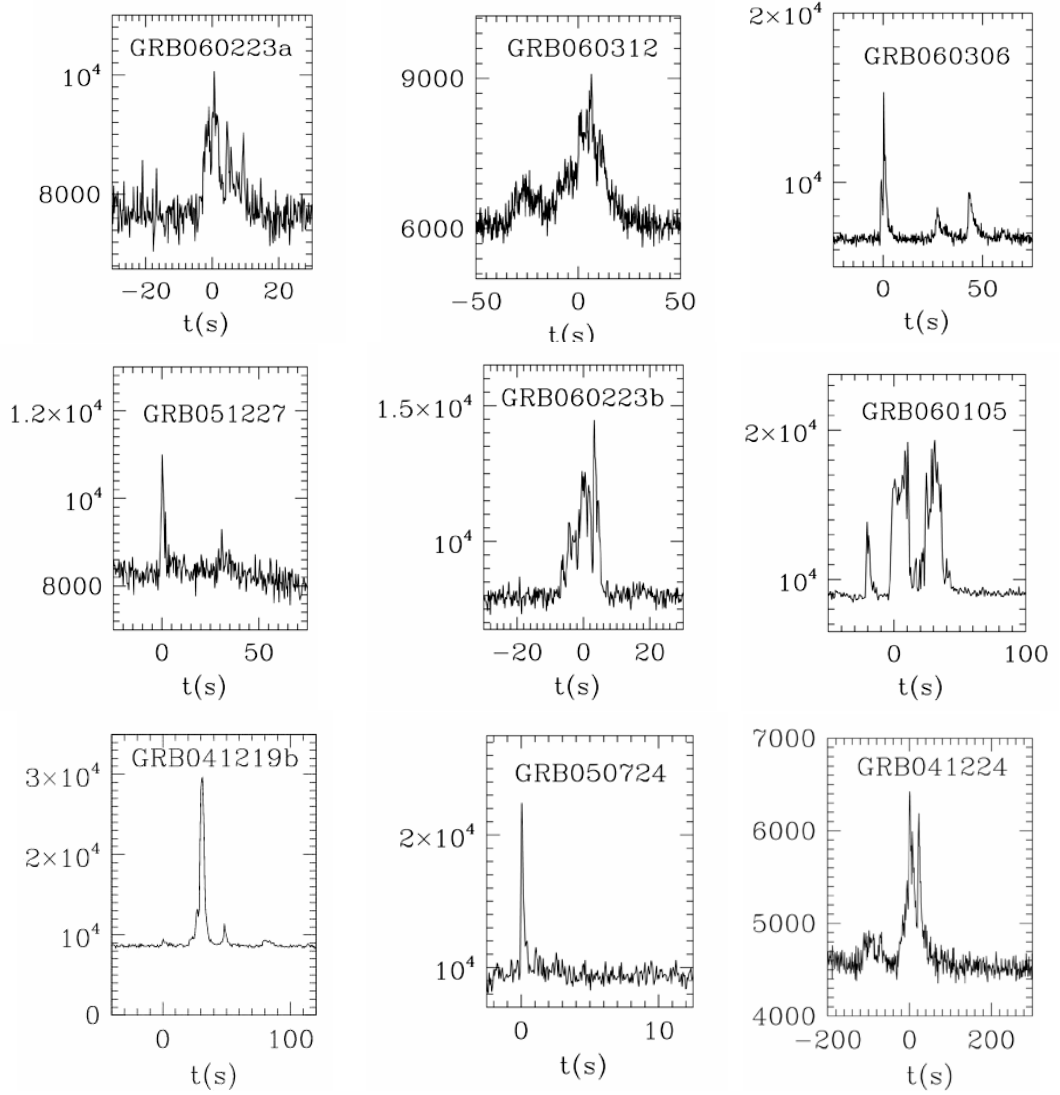
Sertlik oranı – Süre dağılımı grafiğine göre kısa süreli patlamaların daha sert olduğu görülmektedir. Sertlik oranı, 100 – 300 keV enerji aralığında birim alan başına düşen enerjinin (erg/cm^2), 50 – 100 keV enerji aralığındaki birim alan başına düşen enerjiye oranı olarak tanımlanır. Bu durum Şekil 2.2’de gösterilmiştir (SONBAŞ, 2004).

Gama Işın Patlamalarının ışık eğrileri çok düzensiz ve çok çeşitlidir. Patlamadan patlamaya değişiklik gösterirler. Bir ışık eğrisi, patlama süresi boyunca enerji akısındaki değişimi gösterir. Bazıları çok kompleks bir yapıya sahipken, bazıları birkaç keskin pulstan oluşur. Işık eğrileri genel olarak hızlı, dik yükselme ve üstel (eksponansiyel) azalma yapısına sahiptirler (FRED, Fast-Rise and Exponential Decay). Farklı patlamalara ait ışık eğrilerindeki bu durum Şekil 2.3’de gösterilmiştir (FENIMORE ve ark., 1996)

DAR (2005), hem Anlık ışımalarda hem de Ardıl ışımalarda gözlenen polarizasyonun, Gama Işın Patlamalarını önemli bir özelliği olduğunu ifade etmiştir. Örneğin GRB930131, GRB960924 ve GRB021206 patlamalarında polarizasyon olayı gözlenmiştir. Özellikle GRB021206 için gözlenen $\%80 \mp \%20$ gibi büyük bir polarizasyon yüzdesi, DAR’ın Gülle modelini desteklemektedir. Çünkü Gülle modelinin dayandığı Ters-Compton saçılması büyük polarize yüzdesini öngörmüştür.



Şekil 2.2. Gama Işın Patlamaları, patlama süresi-patlama şiddeti grafiği (SONBAŞ, 2004)



Şekil 2.3. Farklı patlamalara ait ışık eğrileri. Burada yatay eksen zamanı, dikey eksen ise foton akısını ($\text{sayım.s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$) temsil eder (<http://coss.c.gsfc.nasa.gov/docs/swift/swiftsc.html>)

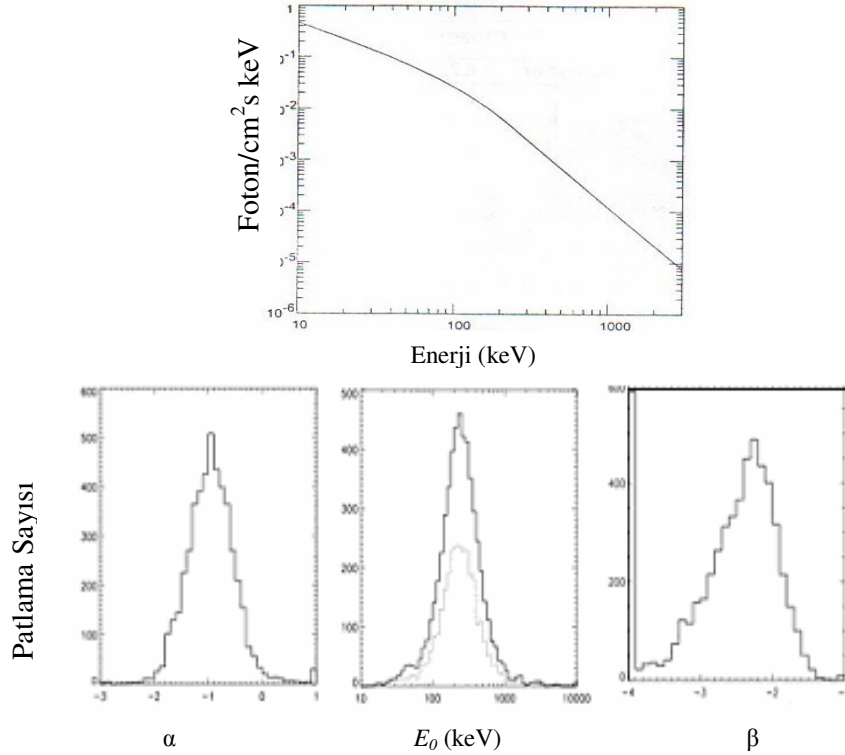
ZANG ve MESZAROS (2003), bu patlamanın açılal uzaklık bakımından Güneş'e yakın olması nedeniyle, optik Ardıl ışınmasının ölçülmesini engellediğini, fakat radyo Ardıl ışınımı gözlemlendiğini belirtmişlerdir.

OLUTAŞ (2004) çalışmasında, Gama ışın patlamalarının yüksek enerjili fotonlarının enerji spektrumların yaklaşık olarak 2 keV-18 GeV enerji aralığında gözlemlendiğini belirtmiştir. Bu spektrumlar ısısal (termal)-olmayan bir yapıya sahiptirler. Spektrum eğrileri, ışık eğrileri gibi çeşitlilik göstermezler. Spektrumlar genellikle

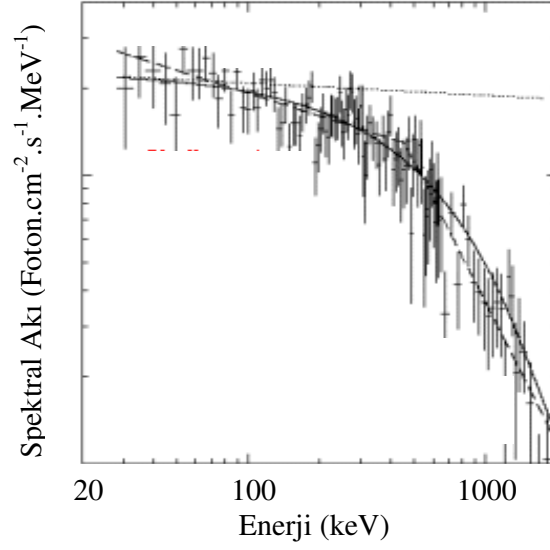
BAND spektrumu veya BAND fonksiyonu olarak bilinen deneysel bağıntı ile tarif edilirler. Bu bağıntı aşağıdaki gibi yazılabilir (BAND ve ark. 1993);

$$f(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{keV}} \right)^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) & (\alpha - \beta)E_0 \geq E \text{ ise} \\ A \left[\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{keV}} \right]^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{keV}} \right)^\beta & (\alpha - \beta)E_0 \leq E \text{ ise} \end{cases} \quad (2.1)$$

α düşük enerjili fotonların spektral indisi, β yüksek enerjili fotonların spektral indisi ve $E_0 = E_{Pik} / (2 + \alpha)$ şeklinde tanımlanan enerji spektrumunun kırılma enerjisidir. E_{Pik} ise spektrumun maksimum enerjisidir. OLUTAŞ (2004), BAND fonksiyonunun enerjiye göre genel grafiği ile α , β ve E_0 niceliklerinin patlama sayısına göre dağılımlarının Şekil 2.4'teki gibi verilebileceğini belirtmiştir. Bu fonksiyonun uygulandığı bir GRB spektrumu Şekil 2.5'te verilmiştir.



Şekil 2.4. BAND spektrumunun enerjiye göre değişimi (üstte), düşük enerjili spektral indisin, E_0 kırılma enerjisinin ve yüksek enerji spektral indisinin patlama sayısına göre dağılımları (altta) gösterimi (OLUTAŞ,2004)



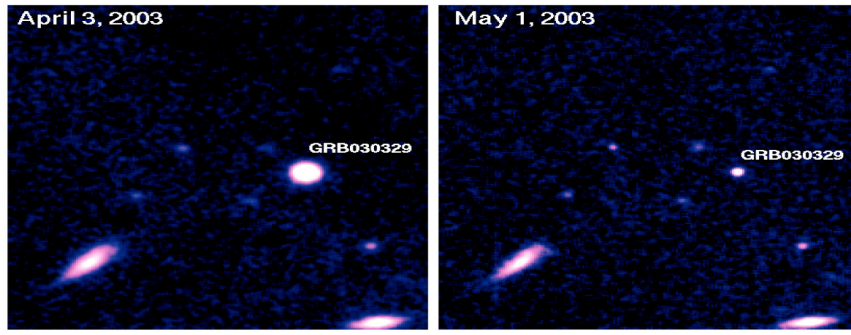
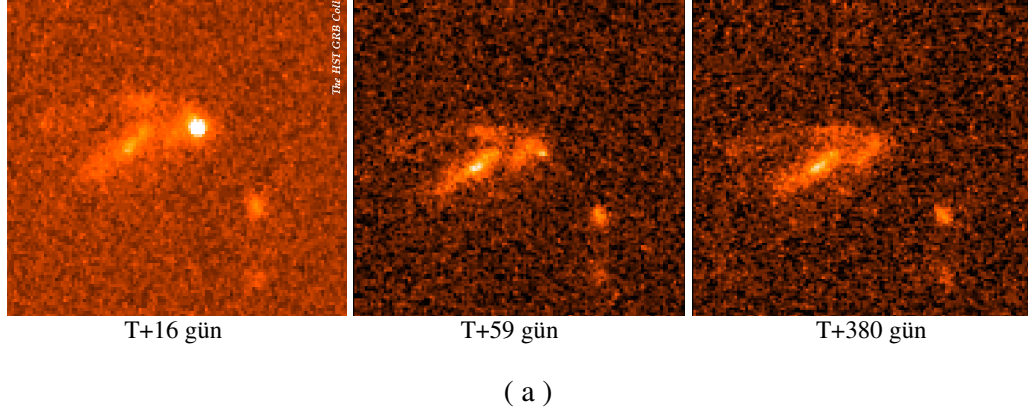
Şekil 2.5. Bir Gama Işın patlamasına ait enerji spektrumu

2.2. Ardıl (Afterglow) Işımasının Gözlemsel Çalışmaları

Ardıl ışınım, Anlık- γ -ışın patlamasından sonra başlayan, günler, haftalar ve hatta yıllar boyunca sürebilen daha düşük enerjili ışımalarıdır (Şekil 2.6). Ardıl ışınım X-ışını, optik ve radyo bölgelerinde gerçekleşir. Ardıl ışınımın gözlenmesi ile birlikte patlamaların yerleri, ev sahibi galaksileri, kızıl kaymaları ve buna bağlı olarak uzaklıkları saptanmaya başlanmıştır.

1997 yılında BeppoSAX uydusunun faaliyete girmesiyle birlikte Ardıl ışınım bölgesinde başarılı gözlemler yapılmaya başlandı. BeppoSAX 6 yıllık görev süresi boyunca 56 patlamanın Ardıl ışınımın gözlemleri yapılmış ve konumları belirlenmiştir (FRAIL ve ark., 1999; WEILER ve ark., 2002). Ancak gözlenen bu Ardıl ışınım sadece uzun süreli GRB için ölçülebiliyordu. Kısa süreli GRB için Ardıl ışınımın gözlenmesi, Swift uydusunun 2004 yılında fırlatılmasından sonra gerçekleşebildi. Beklenen sonuç GRB050509b patlamasının gözlenmesiyle geldi.

Ardıl ışınımın gözlemsel özelliklerini inceleyen ZANG ve MESZAROS (2003) çalışmalarının sonuçlarını genel olarak şu şekilde vermişlerdir;



Şekil 2.6. Farklı patlamalara ait Ardıl ışınım görüntüleri: a-GRB990123 ve b-GRB030329 patlamaları

1. Ardıl ışınım, x -ışını, optik ve radyo bandlarında gözlenmiştir. Herhangi bir bandta ışık eğrisi genellikle bir güç yasası ile tanımlanır.
2. Ardıl ışınması gözlenen her bir patlama, yukarıda sözü edilen bandların her üçünde de (x -ışın, optik ve radyo bandları) gözlenebilmiş değildir. BeppoSAX uydusunun verilerine göre patlamaların büyük çoğunluğu x -ışın bandında gözlenmiştir. Bunların yaklaşık %60'ı ayrıca optik bandta gözlenmiştir. Geri kalan %40'nın optik bileşeni gözlenememiştir. x -ışın ve optik bileşenler olmadan, sadece radyo bandında herhangi bir patlama gözlenebilmiş değildir. Fakat x -ışın ve optik bileşenleri ile birlikte patlamaların hemen hemen yarısında radyo bileşen gözlenmiştir.
3. Ardıl ışımalarından çıkarılacak diğer önemli bir sonuç da GRB – Süpernova (SN) patlamaları ile ilişkilerinin olup olmadığıdır. Şu ana kadar sadece birkaç uzun süreli patlamada böyle bir ilişkinin izlerine rastlanmıştır. GRB Ardıl ışınma bileşenlerinde SN kalıntısı izine rastlanmıştır. Bunların en ünlüsü GRB980326/SN1998bw arasındaki

ilişkidir (GROOT ve ark., 1998; KULKARNI ve ark., 1998). Bundan başka GRB970228, GRB991208, GRB990712, GRB000911, GRB011121, ve GRB020405 patlamalarının optik bileşenlerinin ışık eğrilerinde olası bir SN kalıntısının etkisi görülmüştür. Özellikle GRB030329/SN2003dh (STANEK ve ark., 2003; HJORTH ve ark., 2003) ilişkisi belirgin bir şekilde gözlenmesiyle GRB-SN ilişkisine dayanan kuramsal modeller ön plana çıkmıştır (DAR ve ark., 2003; 2004).

Swift uydusunun devreye girmesiyle kısa süreli Gama Işın Patlamalarına ait ardıl ışımaları gözlenmeye başlanmıştır (GEHRELS ve ark., 2005; FOX ve ark., 2005; FOLEY ve ark., 2005). GRB050509b, GRB050709, GRB050724, GRB050813 ve GRB051221 kısa süreli patlamaların Ardıl ışımaları gözlenebilmiş durumdadır.

BERGER (2006) çalışmalarında, GRB050509b ve GRB050813 patlamalarının sadece x -ışın bileşeni, GRB050709 patlamasının x -ışın ve optik bileşenleri, GRB050724 ve GRB051221 patlamalarının ise x -ışın, optik ve radyo dalga bileşenlerinin gözlenebildiğini belirtmiştir.

Çok çeşitli gözlemsel özellikler göstermelerinin yanı sıra Gama Işın Patlamalarının ortak özelliklerini DAR (2005) aşağıdaki şekilde vermiştir;

- Gama ışınlarının tipik enerjileri MeV mertebesindedir
- Enerji dağılımları “BAND spektrumu” ile tanımlanır
- Zamansal yapıları pulslardan meydana gelir. Bu pulslar hızlı bir şekilde yükselir ve aynı şekilde azalır
- Bir pulstaki foton sayısı, pulsun genişliği ve toplam enerjisi, geniş bir aralıkta (keV-MeV) değişim gösterir
- Bir puls içinde, enerji spektrumu artan zamanla yumuşar. Yani foton sayısı azalır
- Bir pulsun süresi yüksek enerjilerde azalır

Yine DAR’a göre, oluşturulacak doyurucu bir GRB teorisi yukarıda belirtilen özellikleri doğal olarak açıklayabilmeli veya daha önceden tahmin edebilmelidir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Materyal

Gama Işın Patlamaları keşfedilmelerinden bu yana geçen süre zarfında hem Anlık-gama ışıması hem de Ardıl ışıma dalga boylarında binlerce gözlem yapılmış ve bu patlamalar hakkında sağlıklı bilgiler elde edilmiştir. Bu bilgiler ışığında Anlık-gama ışıması ve Ardıl ışımasının doğasını açıklamak için tutarlı modeller (Ateştopu ve Gölle modelleri) oluşturulmasına karşın, patlamaların Ataları ve merkezi mekanizmaları hakkında henüz tutarlı bir teoriye veya modele sahip değiliz. Bunun en önemli nedeni patlamaların gözlenen pek çok özelliğinin, Ata nesneden ve merkezi mekanizmadan uzak bölgelerden gelen ışımalardan elde edilmesidir. Yani merkezi mekanizmayı direkt gözlemek mümkün olmamıştır. Bu nedenle Ata nesnenin ve merkezi mekanizmanın doğasını anlamak ve tutarlı bir modele bağlamak, GRB olayının anlaşılması en zor konusu olarak kabul edilmektedir.

Merkezi mekanizmayı ayrıntılı olarak tanımlamamızı sağlayacak doğrudan gözlemlere sahip olmamamıza rağmen, Anlık-gama ışıması ve Ardıl ışımalarda açığa çıkan enerjinin miktarı ve spektral dağılımı, olayların süreleri, patlama esnasında fırlatılan materyalin hüzmeye ve jet yapılarının gerekliliği ve izleri, ev sahibi galaksileri ve Tip Ic süpernovalarla gözlenen bağlantılar, olası Ata modelleri için bir çerçeve sağlamaktadır.

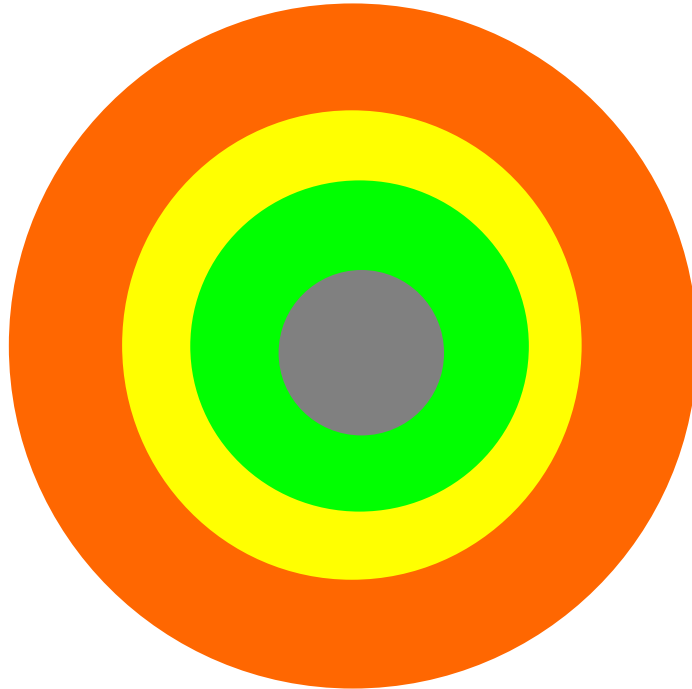
Gama Işın Patlamalarının kısa ve uzun süreli olmak üzere iki ana gruba ayrılması, bunların farklı Atalara sahip olmalarına bağlanmaktadır. Bu güne kadar yüzlerce Ata modeli önerilmesine karşın, artan gözlem verileri bu modellerin çoğunu elemiştir. Günümüzde gözlemlerle büyük ölçüde uyuşan, bilim otoriteleri tarafından kabul görmüş ve burada inceleyeceğimiz Ata modellerini şu şekilde sıralayabiliriz; Uzun süreli patlamalar Çökerti (Collapsar) ve Supranova modelleri ile açıklanmaya çalışılırken, kısa süreli patlamalar Yoğun Çift Nesnenin (NS-NS, NS-BH gibi) birleşmesine dayanan modeller ile açıklanır. Bu modellerin yanı sıra hem kısa, hem de uzun Gama Işın Patlamalarının ortak Atadan kaynaklandıklarını kabul eden Birleşik GRB Ata modeli de mevcuttur. Bu kısımda Ata ve Işıma modelleri ile patlamalarla ilişkilendirilmeye çalışılan astrofiziksel olaylar verilecektir.

3.1.1. Uzun Süreli Gama Işın Patlamalarının Ata Modelleri

3.1.1.1. Çökerti (Collapsar) Modeli

Çökerti (Collapsar) modeli; genel olarak dönen, yüksek kütleli ve hidrojen zarfı olmayan bir yıldızın, bir yığılma diski tarafından çevrilmiş kara deliğe dönüşmesi fikrine dayanır. $(20-30)M_{Güneş}$ Wolf-Rayet (W-R) yıldızları bu tip kütleli yıldızlara örnek olarak verilebilir.

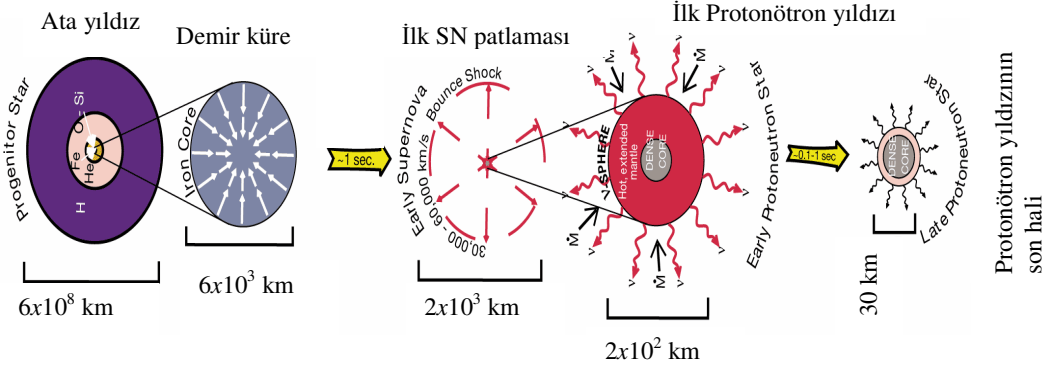
Hidrojen zarfı bulunmayan ve termonükleer reaksiyonlarını demir elementine kadar sürdüren bir yıldızın yanma katmanları şematik olarak aşağıdaki Şekil 3.1’de gösterilmektedir (BANDSTRA, 2005).



Şekil 3.1. Bir yıldızın yanma katmanları: Kırmızı: He tabakası, Sarı: C, N ve O’dan oluşan katman, Yeşil: Si, Ne ve Mg’den oluşan katman, Gri: Fe katmanı (BANDSTRA, 2005)

Demir çekirdeğinin karadeliğe çökmesinden önce, helyum ve demir çekirdekleri için tipik parametreler şu şekildedir (BANDSTRA, 2005); $R_{He} \approx 10^{11} \text{ cm}$, $M_{He} \approx (15 - 40)M_{Güneş}$, $R_{Fe} \approx 7 \times 10^8 \text{ cm}$ ve $M_{Fe} \approx 2M_{Güneş}$. Bu değerlere dayanarak demir çekirdeğinin ortalama yoğunluğu $\bar{\rho}_{Fe} \approx 3 \times 10^6 \text{ gcm}^{-3}$ olarak bulunur. Demir elementi termonükleer reaksiyonlara girmediği için, gravitasyonel çekimin yarattığı basıncı durduracak bir iç basınç bulunmaz. Demir çekirdeğinin kendi üzerine çökmesi sonucu proto-nötron yapısı oluşur ve dışarıya doğru bir nötrino akısı meydana gelir. Fakat nötrinoların yarattığı basınç gravitasyonel basıncı karşılayamaz ve sonunda yıldız bir karadeliğe dönüşür. Bu durum Başarısız (failed) Süpernova süreci olarak adlandırılan olay sonucunda meydana gelir (ROSSWONG, 2004). başarısız süpernova olayında dış kabuk patlama esnasında uzaya fırlatılmayıp karadelik üzerine tekrar düşer. Bu nedenle, Çökerti modeline “başarısız Süpernova modeli” de denmektedir. Bu çöküş esnasında merkezde bir karadelik ve onu saran bir yığılma diski (kütle aktarım diski de denmektedir) oluşur. Oluşan karadeliğin kütlesi $M_{BH} \approx 3M_{Güneş}$ olmaktadır. Böyle bir karadeliğin Schwarzschild yarıçapı $R_S = (2GM_{BH}/c^2) \cong 10 \text{ km}$ olur. Karadeliği saran yığılma diskinin iç kısmının en uzak kararlı yörüngesinin yarıçapı $R_{LSO} = 3R_S \cong 30 \text{ km}$ kadardır (BANDSTRA, 2005). Yığılma diskinin kütlesi yaklaşık olarak $0.1M_{Güneş}$ kadardır. Bu diskin karadelik üzerine yığılması birkaç 10 dakika kadar sürer ve GRB meydana gelecektir (PIRAN, 2004). Modele göre bu çöküş safhaları Şekil 3.2’de (DERMER, 2003) gösterilmiştir. Bu yığılma esnasında çevredeki madde içinde depolanan enerji, dönme eksenini boyunca $<10^0$ ’lik açıya sahip bir jet akımı meydana getirir (PIRAN, 2004). Tam olmamakla birlikte, bunun nedeni şudur; Akış diskinin iç kısmı dış kısmından çok daha hızlı döner ve magnetik alan çizgilerini büker. Dolayısıyla disk düzlemine dik, dışa doğru ve ışık hızına yakın hızlarda hareket eden jet akımı oluşur.

Çökerti modelinin en büyük problemi açısal momentum aralığının tanımlanmasıdır. Ata yıldız, yeterli derecede açısal momentuma sahip bir merkezi küreye sahiptir ki; bu da, yeni oluşan karadelik etrafında bir yığılma diski oluşmasına olanak sağlar. Yıldızın iç kısmı çökmeden önce M_c kütlesine, R_c yarıçapına, w_c açısal



Şekil 3.2. Çökerti (Collapsar) Modeline göre çöküş safhaları (DERMER ve ark., 2003)

hızına ve bunlara bağlı olarak $j \cong R_c^2 \omega_c$ özel bir açısal momentuma sahip olduğu kabul edilir. Karadelik oluşumu esnasında bu özel açısal momentum korunduğu varsayılır. Merkezdeki M_{BH} kütleli karadeliğin etrafında bir yığılma diski oluşması için temel koşul, yığılan materyalin karadelik çevresinde en son durağan ve R_{LSO} yarıçaplı bir yörüngede merkezkaç kuvveti yardımıyla birikmesidir (BROMM ve ark., 2005). Bu koşul şu şekilde ifade edilir; $j_c \geq j_{min}$. j_{min} açısal momentumu, R_{LSO} yarıçapındaki kararlı yörüngeye yığılan materyal üzerindeki karadeliğin uyguladığı kütle çekim ivmesinin, merkezkaç ivmesine eşitlenmesi ile bulunur (BANDSTRA, 2005). “ r_{\perp} ” materyalin karadeliğe dik uzaklığı ve “ v ” çizgisel hızı olmak üzere açısal momentum;

$$j = vr_{\perp} \quad (3.1)$$

olur. Burada ivme eşitliğinden,

$$\frac{j_{min}^2}{R_{LSO}^3} = \frac{GM_{BH}}{R_{LSO}^2} \quad (3.2)$$

bulunur. Açısal momentum bu ifadeden çekilir ve $R_{LSO} = 3R_s = (6GM_{BH}/c^2)$ değeri yerine yazılırsa,

$$j_{\min} \equiv \frac{\sqrt{6}GM_{BH}}{c} \approx 3 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (3.3)$$

olur (BANDSTRA, 2005). Çökerti (Collapsar) modeli ile ilgili yapılan simülasyon çalışmalarında elde edilen bilgilere göre kütleli yıldızın çekirdeğinin çökmesi için açısal momentum değerinin tanım aralığının $3 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} < j < 2 \times 10^{17} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ olması gerektiği sonucu çıkarılmıştır. Eğer açısal momentum bu değer aralığının dışında ise yığılma diski oluşmaz ve madde doğrudan karadeliğin üzerine düşer.

3.1.1.2. Supranova (Supranova) Modeli

Supranova modeli de Çökerti modeli gibi bir Süpernova patlaması ile ilişkilendirilmektedir. Fakat Supranova modelinde ana yıldız doğrudan karadeliğe dönüşmeyip, iki basamaklı bir patlama şeklinde gerçekleşir. Birinci basamakta meydana gelen süpernova patlaması sonucu yaklaşık olarak $2M_G$ kütleyle sahip “süper kütleli bir nötron yıldızı” (Super Massive Neutron Star, SMNS) meydana gelir (VIETRI ve ark., 1998). Bu patlama sonucu nötron yıldızının çevresinde $0.1M_G$ kütleline sahip bir yığılma (kütle aktarım) diskinin oluşması beklenir (ROSSWONG, 2004). Böyle bir diskin nötron yıldızının çevresinde kararlı bir yörüngede durması için gereken bağlanma enerjisi (VIETRI ve ark., 1998),

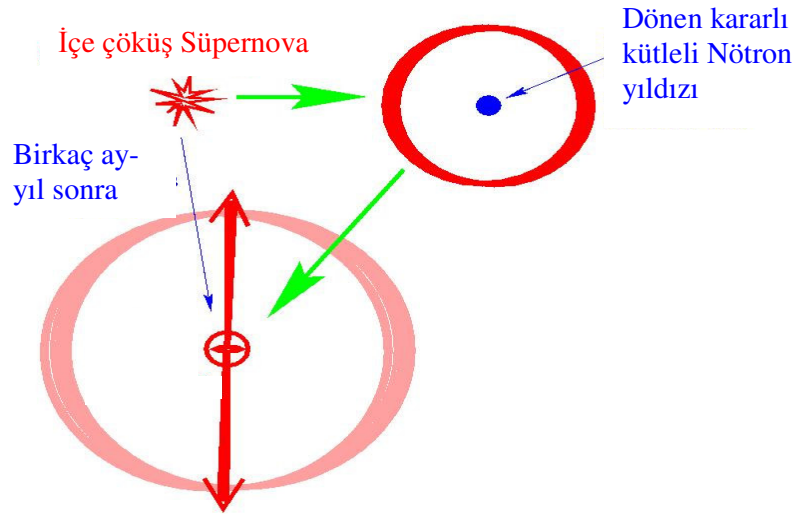
$$E_b = 3 \times 10^{52} \text{ erg} \left[\frac{M_{SMNS}}{2M_G} \right] \left[\frac{M_{Disk}}{0.1M_G} \right] \left[\frac{20 \text{ km}}{R_{Eq}} \right] \quad (3.4)$$

şeklinindedir. R_{Eq} nötron yıldızının ekvatorial yarıçapıdır. Bu enerjiye sahip disk, nötron yıldızının dönen bir karadeliğe dönüşmesi ve ardından da GRB meydana gelmesi için gereken enerjiye katkı sağlar (ROSSWONG, 2004). İkinci basamakta ise birkaç hafta veya birkaç ay içerisinde bu nötron yıldızı pulsar rüzgarları yolu ile açısal momentum kaybederek dönen bir karadeliğe dönüşür (PIRAN, 2004; KONIGL, 2003) ve GRB meydana gelecektir (Şekil 3.3 ve Şekil 3.4). Eğer bu süper kütleli nötron yıldızı son derece hızlı dönüyorsa, merkezci kuvvetten dolayı çökmekten kurtulabilir (bu durumu

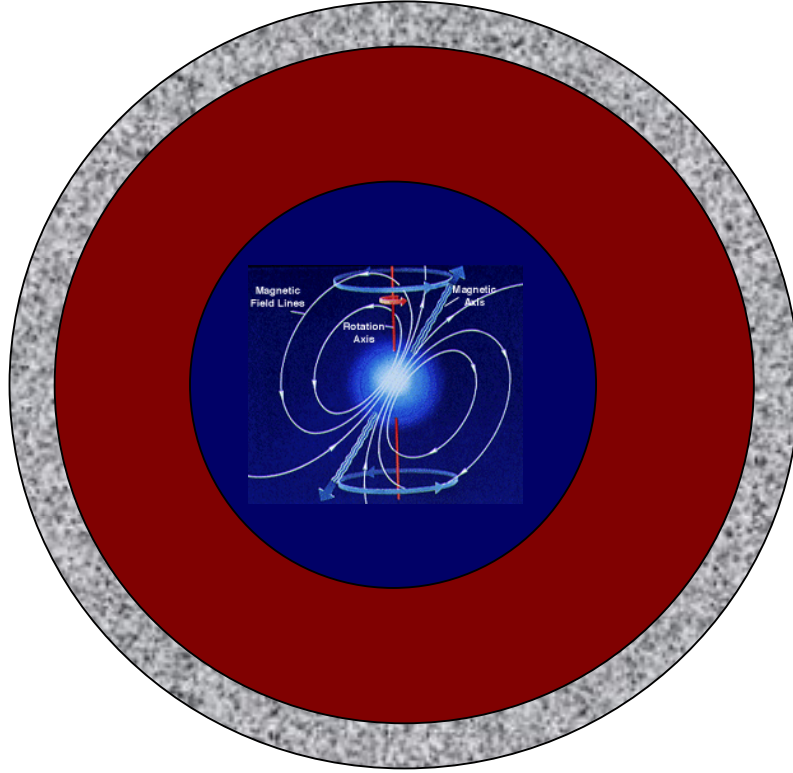
birkaç ay koruyabilir). Daha sonra nötron yıldızı kademeli olarak yavaşlayarak karadeliğe dönüşür ve Gama Işın Patlamasını oluşturur.

Supranova modeli bazı önemli özelliklere sahiptir. Bunların en önemlisi, GRB modellerinde “baryon yükü problemi” olarak bilinen sorunu çözmesidir. Modele göre süpernova patlaması sonucu oluşan ejekta (SN kabukları)patlama çevresinde bulunan gazları süpürerek ortamı temizler. Dolayısıyla GRB olayı “baryon temiz” ortamda gerçekleşir. Bundan başka modelin doğal olarak GRB-SN ilişkisi üzerine kurulması yapılan gözlemlerle desteklenmesi bakımından bir avantaj sağlamaktadır.

Modelin bu önemli avantajlarının yanı sıra dezavantajları da vardır. Birincisi, nötron yıldızının oluşumundan aylar-yıllar sonra bir GRB meydana geleceğini öngörmesidir. İkincisi, yıldız zarfı olmadığı için çökme uzun süreli GRB meydana getirmeyebilir ve ayrıca ejektanın (karadelik+disk sisteminin oluşturduğu kabul edilen jet) hüzmelenmesi mekanizması açık değildir. Örneğin, Supranova modeline en ciddi itiraz SN2003dh ile ilişkilendirilen GRB030329 olayının gözlenmesi ile gelir. Bu olayda SN ile GRB arasındaki zaman farkının 2 günden az olması, en azından bu patlama için, Supranova modelini saf dışı bırakmıştır (ZANG ve MESZAROS, 2003).



Şekil 3.3. Supranova Modeline göre çöküş safhaları
([http://qso.lanl.gov/~clf/papers/lecture4.ppt#20.](http://qso.lanl.gov/~clf/papers/lecture4.ppt#20))



Şekil 3.4. Supranova modeline göre patlama esnasında oluşan katmanlar; Merkezde hızlı dönen süper kütleli bir nötron yıldızı, Mor katman; relativistik MHD (Magneto hidrodinamik) rüzgarı, Kahverengi katman; MHD şok (termal olmayan parçacık hızlandırması; pulsar rüzgarı), Gri katman; Süpernova kabuğu (DERMER ve ark., 2003)

3.1.2. Kısa Süreli Gama Işın Patlamalarının Ata modelleri

3.1.2.1. Yoğun Çift Nesnenin Birleşmesi Modeli

Kısa süreli GRB, artan gözlemsel verilere rağmen hâlâ gizemlerini korumaya devam etmektedirler. Kısa süreli GRB ile ilişkilendirilebilecek herhangi bir astrofiziksel olay henüz gözlenebilmiş değildir. Daha yeni yeni, bu patlamalara ait Ardıl ışına gözlemleri yapılabilmektedir (Swift uydusunun 2004 yılında fırlatılmasından sonra GRB050509b, GRB050709, GRB050724, GRB050813 ve GRB051221 patlamalarına ait Ardıl ışınlar gözlenmiştir. Bazı patlamalar sadece x -ışın bandında, bazıları x -ışın ve optik bandta, bazıları ise, x -ışın, optik ve radyo bandlarında gözlenebilmiştir (BERGER,

2006)). Oysa uzun süreli GRB için önerilen Çökerti (Collapsar) ve Supranova modelleri bir süpernova olayını baz almışlardır ve bu ilişki gözlemlerle desteklenmiştir.

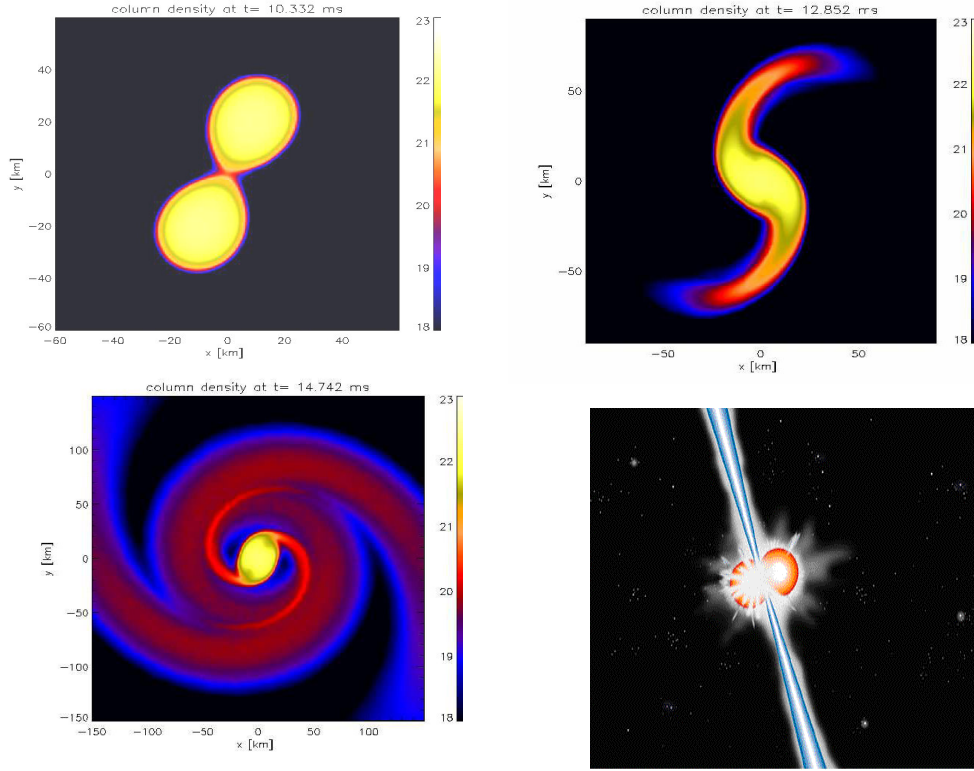
Kısa süreli Gama Işın Patlamaları destekleyecek astrofiziksel gözlem olmamasına rağmen, bu patlamaları iki yoğun çift nesnenin birleşmeleri ile ilişkilendirmek akla yatkın bir düşüncedir. Özellikle Nötron yıldızı-Nötron yıldızı (NS-NS) ve Nötron yıldızı-Karadelik (NS-BH) gibi çift sistemlerin kuramsal olarak, hem birleşme olasılıkları hem de açığa çıkaracakları enerjiler bakımından kısa süreli GRB ile büyük bir uyum göstermektedirler.

Gerek uzun süreli gerekse kısa süreli patlamaların Ata modellerine ilişkin bilgilerimiz kesin olmamakla birlikte, her iki sınıf patlama için önerilen modeller, bir karadelik ve onu çevreleyen bir yığılma diski sistemini temel alırlar. Bunun en önemli nedeni böyle bir sistemin (Karadelik-Disk) büyük miktarda enerji depolamasıdır. Her iki sınıf için önerilen modellerde patlama artığı olarak böyle bir sistem içermelerine rağmen, bu sistemin oluşum basamakları farklılık gösterir. Kısa süreli GRB için önerilen iki yoğun nesnenin birleşimi modelinde temel fikir şu şekilde özetlenebilir;

Çift yıldız sistemlerindeki yıldızların kütlelerine bağlı olarak, evrimlerini tamamladıklarında, NS-NS, NS-BH ve BH-BH gibi yoğun çiftler oluştururlar. GRB oluşturacak en olası çift NS-NS ve NS-BH olarak kabul edilmektedir. Yaklaşık olarak $M_A > 25M_{Güneş}$ kütesine sahip ana yıldız ile $10M_G < M_{Eş} < 25M_G$ kütesine sahip eş yıldızdan oluşan bir sistemde, ana yıldız evrimini tamamlayıp bir Nötron yıldızına (NS) dönüşür (SONBAŞ, 2004). Eğer NS oluşumu esnasında büyük bir itme kazanmazsa sisteme bağlı kalacaktır. Bu durumda NS, kütleli eş yıldız etrafında döner ve oluşan yörüngesel enerji eş yıldızın dış katmanı olan hidrojen zarfının atılmasına sebep olacaktır. Eş yıldız He-yıldızına (Helyum yıldızı) dönüşür ve evrimini tamamlayarak bir Nötron yıldızına dönüşür. Böylece birbirlerine yakın mesafelerde ve birbirlerinin çevresinde hızlıca dönen bir NS-NS çifti oluşmuş olur. Böyle bir sistem yaklaşık olarak birkaç 10^{53} *erg'lik* bağlanma enerjisine sahiptir. Bu enerjinin büyük bir kısmı, düşük enerjili nötrinolarla ve kütle çekim (gravitasyonel) dalgalarıyla uzaklaştırılırken (PIRAN, 2004), geriye kalan küçük bir kısmının kısa süreli GRB oluşturabileceği kabul edilmektedir (ROSSWONG, 2003). Birbirleri çevresinde dönen NS-NS çifti gravitasyonel dalga yayımı nedeni ile zamanla birbirlerine daha fazla yaklaşacak. Sonunda birleşip $(2-4)M_{Güneş}$ kütleyle sahip bir karadelik ve onu çevreleyen

$(0.1-0.2)M_{\text{Güneş}}$ kütlelerine sahip bir yığılma diski meydana gelecektir (ÖZEL ve ark., 2002). Bu durum aşağıdaki Şekil 3.5'te şematik olarak gösterilebilir (ROSSWONG, 2003).

Birleşme olayından sonra arta kalan enerji, kısa GRB oluşturmaya yetecek kadar olmasına rağmen, bunun nasıl olacağı tam olarak açık değildir. Bununla birlikte, nötrino-antinötrino yok olması mekanizması olası bir yol olarak ele alınmaktadır. Çünkü karadelik çevresinde oluşan yığılma diskinin sıcak olan en iç kısmından nötrino emisyonu meydana gelecektir (ROSSWONG, 2003). Nötrinolarla taşınan enerjinin luminositesi tipik olarak $2 \times 10^{53} \text{ ergs}^{-1}$ kadardır. Nötrino-antinötrino yok olması elektron-pozitron ($e^- - e^+$) çifti oluşturur. Daha sonra bu çiftler de birleşerek gama



Şekil 3.5. NS-NS çiftinin birleşmesini gösteren simülasyon çizimi. Renkler kolon yoğunluğunun (Column density; g/cm^2) logaritmik değerlerini göstermektedir (ROSSWONG, 2003)

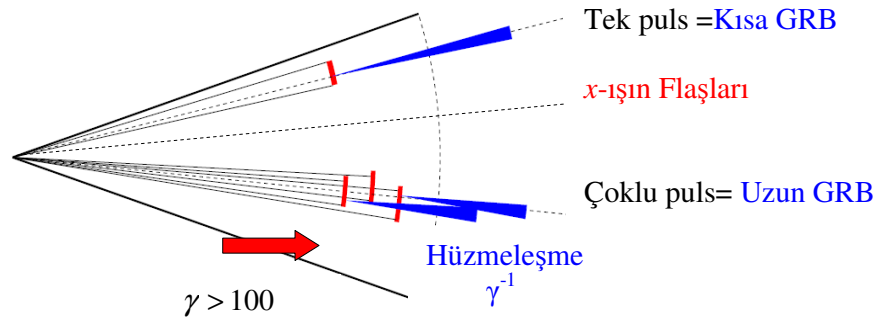
ışınlarına dönüşür. Bu yolla oluşan toplam enerji $\sim 10^{48}$ *erg* mertebesindedir ki, bu da kısa süreli Gama Işın Patlamalarının tipik enerjileri ile tutarlıdır. Bu yöntemin başarısının yanı sıra dezavantajı da vardır. Yığılma diski tarafından oluşturulan nötrinoların büyük bir kısmının karadelik tarafından yutulma olasılığının bulunması, bu yönüme temkinli yaklaşılmasına neden olmaktadır.

Kısa süreli GRB oluşturacak olası diğer bir çift yoğun nesne ise BH-NS sistemidir. Bu senaryonun ana düşüncesi de NS-NS oluşum senaryosu ile aynıdır. Tek fark ana yıldızın doğrudan bir karadelik oluşturacak kütleyle sahip olması gerektiğidir.

3.1.3. Birleşik Gama Işın Patlamaları Ata Modeli

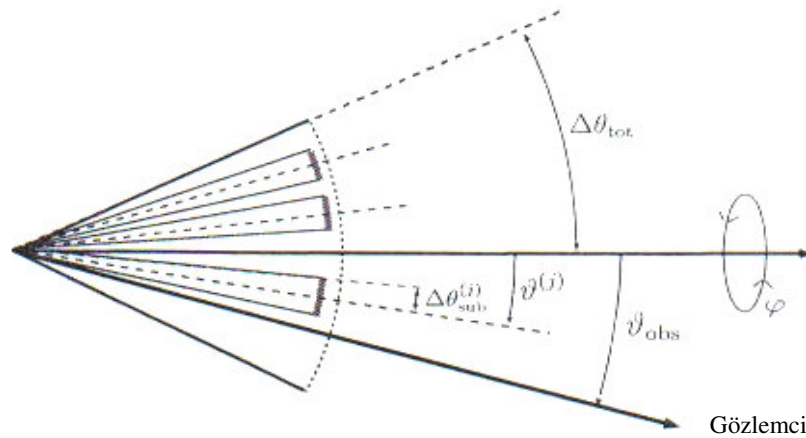
Kısa süreli ve uzun süreli patlamaların farklı Atalardan kaynaklandığını kabul eden modellerin yanı sıra, bu patlamaların ortak bir orijinden kaynaklandığını kabul eden birleşik GRB modeli de mevcuttur. Modele göre, merkezi mekanizma aynı olmasına rağmen, patlamaların kısa ve uzun süreli GRB şeklinde gözükmesinin temel nedeni tamamen farklı görüş açılarından kaynaklanmaktadır.

Bu modele göre, merkezi mekanizma tarafından fırlatılan ve GRB meydana getiren jet akımı, birçok “alt-kabuklar” ’dan veya “alt-jetler” ’den meydana geldiği kabul edilir (YAMAZAKI ve ark., 2004). n_s görüş çizgisi boyunca bulunan alt-jetlerin sayısı olmak üzere, $n_s \gg 1$ durumunda gözlenen patlama uzun süreli GRB, $n_s = 1$ olması durumunda kısa süreli GRB ve $n_s = 0$ olması durumunda ise x -ışın flaşları şeklinde olması beklenmektedir. Bu durum şematik olarak aşağıdaki Şekil 3.6’da gösterilebilir (<http://cds.mppmu.mpg.de/cdsagenda/askArchive>.)



Şekil 3.6. Birleşik GRB modeline göre alt-jetler ve meydana getirdikleri olaylar (<http://cds.mppmu.mpg.de/cdsagenda/askArchive.>)

N_{tot} alt-jetlerin toplam sayısı ve $\Delta\theta_{tot}$ açısı da ana jetin yarı açıklık açısı almak üzere, j . alt-jetin yarı açıklık açısı $\Delta\theta_{sub}^{(j)}$ şeklinde gösterilebilir. Gözlemcinin yönü $(\vartheta_{obs}, \varphi_{obs})$ ile temsil edilirken j . alt-jetin eksenini ise $(\vartheta^{(j)}, \varphi^{(j)})$ ile temsil edilir (Şekil 3.7). Basitlik olması bakımından bütün alt-jetlerin aynı temel özelliklere sahip oldukları kabul edilir: $\Delta\theta_{sub}^{(j)} = 0.02 \text{ rad}$ 'lık yarı açıklık açısına, $\gamma^{(j)} = 100$ lorentz faktörüne, $r^{(j)} = 10^{14} \text{ cm}$ ışınma yarı çapına, $\alpha_B^{(j)} = -1$ ve $\beta_B^{(j)} = -2.5$ spektral indislere, $\mathcal{H}v_0^{(j)} = 500 \text{ keV}$ enerjiye ve $A^{(j)} = \text{sabit}$ genliğe sahip olduğu kabul edilir (YAMAZAKI ve ark., 2004).



Şekil 3.7. Birleşik modele göre gözlemcinin ve alt jetlerin konumları (YAMAZAKI ve ark., 2004).

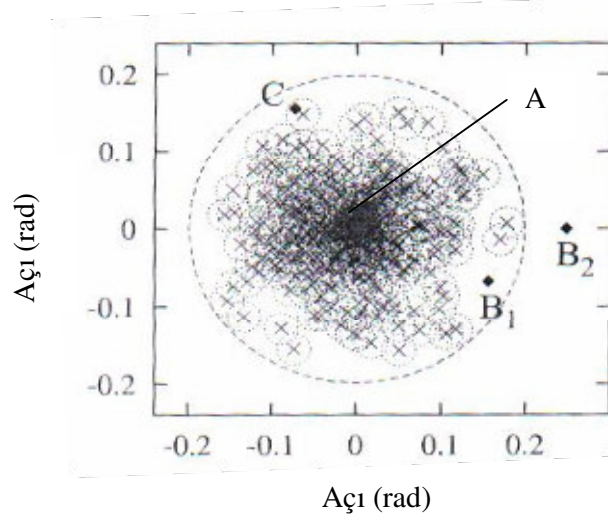
Burada j .alt-jetin $t_{dep}^{(j)}$ anında merkezi mekanizmadan harekete başladığı ve $r = r^{(j)}$ ile $t = t^{(j)} \equiv t_{dep}^{(j)} + (r^{(j)} / \beta^{(j)} c)$ değerlerinde ışımaya yaptığı kabul edilir. Burada “ r ” ve “ t ” değerleri merkezi mekanizmanın referans sisteminde ölçülen değerlerdir. Kendi referans sistemimizde ölçülen ve yaklaşık olarak $t_{dur} = 30 \text{ sn}$ değerinde olan t_{dur} merkezi mekanizmanın aktivite süresini gösterir. Dolayısıyla herhangi bir alt-jetin harekete başlama süresi olan $t_{dep}^{(j)}$ ’nin rastgele dağılımı $0 \leq t_{dep}^{(j)} \leq t_{dur}$ arasındadır.

Ana jetin yarı açıklık açısı, gözlemsel verilere dayanarak, tipik olarak $\Delta\theta_{tot} = 0.2 \text{ rad}$ olarak alınabilir. $\vartheta^{(j)}$ ve $\varphi^{(j)}$ değerlerine bağlı olarak bütün alt-jetlerin açısal dağılımları (ana jet içerisindeki yerleşim olasılıkları) aşağıdaki bağıntı ile temsil edilir (YAMAZAKI ve ark., 2004):

$$P(\vartheta^{(j)}, \varphi^{(j)}) d\vartheta^{(j)} d\varphi^{(j)} \propto \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\vartheta^{(j)}}{\vartheta_c}\right)^2\right] d\vartheta^{(j)} d\varphi^{(j)} \quad (3.5)$$

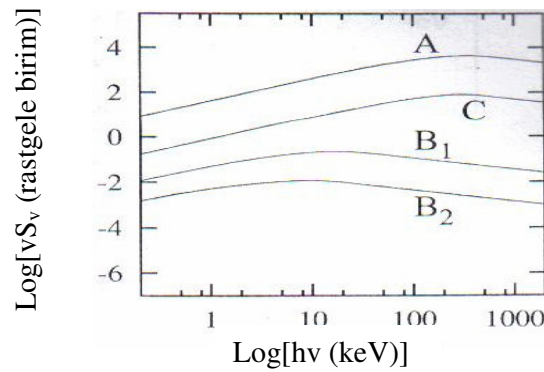
Bu bağıntı $\vartheta^{(j)} < \Delta\theta_{tot} - \Delta\theta_{sub}$ ve $\vartheta_c = 0.1 \text{ rad}$ olarak kabul edildiğinde geçerlidir. Bu durumda alt-jetler $\vartheta = 0$ eksenini üzerinde birikeceklerdir. Örneğin; $N_{tot} = 350$ alt-jet için yapılan nümerik hesaplamalarda merkez civarında $n_s \approx 10$ tane alt-jetin görünmesi gerektiği hesaplanmıştır. Modelde kabul edilen temel parametreler için, $\vartheta_c \leq \vartheta \leq \Delta\theta_{tot}$ aralığında alt-jetlerin seyrek bir şekilde tüm jet içinde dağıldıkları görülür. Bununla birlikte, eğer alt-jetler düzgün (üniform) bir şekilde dağılmışlarsa ana jet tamamen dolu olacaktır. Bu durumda gözlenen alt-jetlerin sayısı $n_s \approx 3$ olacaktır.

Nümerik çalışma için seçilen $N_{tot} = 350$ alt-jetin açısal dağılımları (modelde seçilen temel parametreler için) Şekil 3.8’de verildiği gibi gösterilmektedir (YAMAZAKI ve ark., 2004).



Şekil 3.8. 350 alt jetin açığa bağlı olarak dağılımları (YAMAZAKI ve ark., 2004)

Bu şekile göre, kaynağa (ana jetin orijinine) doğru $\vartheta = 0$ eksenı yönünde baktığımızda (şekildeki “A” durumu) elde edilen gözlem verileri uzun süreli GRB özellikleri ile uyuşacaktır (örneğin pik enerjisi $E_{pik} \approx 300 \text{ keV}$). Eğer gözlemcinin görüş çizgisi herhangi bir alt-jetten uzakta ise (“B₁” ve “B₂” durumları) bu durumda $E_p \approx (10 - 20) \text{ keV}$ pik enerjisine sahip X-ışın flaşlarını gözleyecektir (Şekil 3.9) (YAMAZAKI ve ark., 2004). Diğer taraftan gözlemcinin görüş çizgisi izole edilen herhangi alt-jetin içinde ise (“C” durumu) gözlemci kısa süreli GRB görecektir.



Şekil 3.9. Çoklu alt jetler tarafından üretilen emisyonun enerji spektrumu (YAMAZAKI ve ark., 2004)

3.1.4. Işıma Mekanizmaları Modelleri

Gama Işın Patlamaları üzerinde yapılan gözlemlerden elde edilen temel bilgileri şu şekilde sıralayabiliriz; Gama Işın Patlamalarının bir kısmı (uzun süreli GRB) yıldız oluşum bölgelerinde meydana gelmiştir. Kütleli yıldızların ölümü ve çok yoğun nesnelere oluşumu ile ilişkilendirilmiştir. Anlık-gama ışınması, relativistik akışın içerisindeki iç dağılımlardan meydana gelmiştir. Bu olay, relativistik akışı meydana getiren merkezi mekanizmadan $10^{13} - 10^{15}$ cm uzaklıkta meydana gelmektedir. Bu olayı takip eden bir diğer önemli olay da arta kalan enerjinin çevredeki madde ile etkileşmesi yolu ile Ardıl-ışınların meydana gelmesidir.

Işıma mekanizmaları modelleri, merkezi mekanizmadan uzakta meydana gelen bu ışınları (Anlık-gama ve Ardıl ışınları) açıklamayı amaçlamaktadır. Bilim otoriteleri tarafından kabul gören ve gözlemlerle büyük ölçüde uyum içinde olan iki model olan Ateştopu ve Gülle modelleri bu kısımda gözden geçirilecektir.

3.1.4.1. Ateştopu (Fireball) Şok Modeli

Ateştopu (Fireball) modeli, Ata mekanizmadan bağımsız olarak (relativistik akışın nasıl meydana geldiğine bağlı olmaksızın), relativistik akış içerisinde Anlık-gama ve Ardıl ışınları meydana getiren mekanizmaları açıklamaya çalışır. Modelin merkezi mekanizmadan bağımsız olması göze çarpan önemli özelliklerinden biridir. Gözlenen termal-olmayan enerji spektrumları, $\sim 10^{52}$ erg 'lik yüksek enerjileri, kısa ölçekli zaman süreleri gibi özellikler Ateştopu şok modelinin oluşturulmasında etkili olmuştur (SARI, 2005).

Gama Işın Patlamalarının en önemli iki karakteristik özelliği, yüksek enerjileri ve kısa zaman ölçekleri, “yoğunluk (compactness) problemi” olarak bilinen bir paradoksa yol açar. Böyle bir paradoks, ışın yapan bölgenin tamamının relativistik hızlarla gözlemciye doğru hareket ettiği kabul edildiği takdirde çözülmektedir (ZANG ve MESZAROS, 2003).

Yaklaşık 10^{52} erg 'lik muazzam büyüklükteki enerji kısa süreli değişkenlik süresi (Short time variability) olan $\delta T \approx 0.1$ sn içerisinde yaklaşık olarak 1 MeV

enerjili fotonlar şeklinde salınır. Bu enerji transferi için yaklaşık olarak $N = 10^{56}$ tane fotona ihtiyaç duyulur (SARI, 2005). Kısa süreli değişkenlik zamanından ötürü, salınan enerjinin $R \leq c\delta T \sim 10^9$ cm yarıçaplı küçük bir hacimden çıktığını kabul edersek, çift oluşumu için optik derinlik,

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx RN\sigma_T = \frac{\sigma_T L_\gamma}{4\pi R c \epsilon} \approx 10^{15} \quad (3.6)$$

olur. Burada $L_\gamma = 10^{52}$ ergsn⁻¹ gama ışınlarının parlaklığı (luminosity), $\epsilon = 1$ MeV karakteristik foton enerjisi ve $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25}$ cm² Thomson tesir kesitidir. Optik derinlik için elde edilen bu değer, fotonların çoğunun çift yaratacağını dolayısı ile ısısal (termal) bir foton, elektron-pozitron plazması oluşturacağı anlamına gelir. Fakat gözlenen enerji spektrumları termal olmayan bir yapıya sahiptirler. Başka bir ifadeyle yüksek enerjili bu fotonlar kaynak dışına çıkamayıp dünyaya ulaşamayacakları anlamına da gelmektedir. Diğer yandan da 511 keV 'den büyük enerjili fotonların çift yaratmaları için optik derinliğin büyük olması gerekir (E_1 ve E_2 enerjilerine sahip iki fotonun çift yaratmaları için $\sqrt{E_1 E_2} > m_e c^2$ koşulunu sağlamaları gerekir) (PIRAN, 2004).

Bu ikilemden kurtulmanın yolu ışıma yapan bölgenin relativistik hızlarla gözlemciye doğru hareket etmesi ile çözülebilir. Bu durumda iki düzeltme göze çarpar; Birincisi gözlenen fotonların enerjileri maviye kayma gösterir (kaynağın gözlemciye doğru hareketinden dolayı) ve bundan dolayı kaynaktaki enerji Γ Lorentz faktörü kadar azalmış olur ($\epsilon'_i = (\epsilon_i / \Gamma)$). İkincisi de kaynağın boyutu Γ^2 kadar daha büyük olabilir ($R = c\delta T^2$). Bu iki etkinin birleşimi (kombinasyonu) optik derinliği Lorentz faktörü ile orantılı olarak azaltacaktır. Şöyle ki; kaynaktaki fotonların izotropik bir şekilde dağıldıklarını ve yüksek enerjili fotonların spektrumunu $(dn_\gamma/dt_\gamma) \propto \epsilon_\gamma^{-2}$ şeklinde olduğunu kabul ettiğimizde, kaynağın referans sistemine göre, çift oluşumu için ortalama serbest yol (WAXMAN, 2003);

$$l_{\gamma\gamma}^{-1}(\epsilon'_i) = \frac{1}{2} \frac{3}{16} \sigma_T \int d \cos \theta (1 - \cos \theta) \int_{\epsilon_{th}(\epsilon'_i, \theta)}^{\infty} d \epsilon \frac{U_{\gamma}}{2 \epsilon^2} = \frac{1}{16} \sigma_T \frac{U_{\gamma} \epsilon'_i}{(m_e c^2)^2} \quad (3.7)$$

şeklinde olur. θ iki fotonun yayılma yönleri arasındaki açı, $U_{\gamma} = (L_{\gamma}/4\pi R^2 \Gamma^2 c)$ olup, kaynağın referans sistemine göre enerji yoğunluğu, $\epsilon_{th}(\epsilon'_i, \theta)$ test fotonu ile çarpışarak çift oluşturacak olan fotonun minimum enerjisi ve $\epsilon'_i = (\epsilon_i/\Gamma)$ kaynağın referans sistemindeki fotonun enerjisidir.

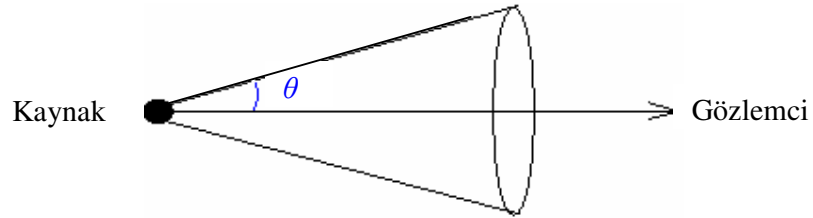
Gözlemcinin referans sisteminde, hemen hemen bütün fotonlar genişleme yönüne göre $< 1/\Gamma$ açısı ile yayılırlarsa, kaynak-gözlemci görüş çizgisi etrafında $\sim 1/\Gamma$ açıklık açısına sahip bir konik kesit içerisinde radyasyon görecektir (Şekil 3.10) (BESKIN, 2002).

Bu durumda, böyle bir koninin kenarından yayılan fotonlar gecikmeye uğrayacaklardır. Bu gecikme $(r/2c\Gamma^2)$ faktörü ile görüş çizgisi boyunca yayılan fotonlarla kıyaslanabilir (WAXMAN, 2003). Dolayısı ile kaynağın boyutu;

$$r \approx 2c\Gamma^2 \delta T \quad (3.8)$$

olur. Bunlara bağlı olarak optik derinlik (WAXMAN, 2003);

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \frac{r}{\Gamma l_{\gamma\gamma}} \approx \frac{1}{128\pi} \frac{\sigma_T L_{\gamma} \epsilon_i}{c^2 (m_e c^2)^2 \Gamma^6 \delta T} \quad (3.9)$$



Şekil 3.10. Ateştopu modeline göre relativistik akışın bir koni şeklinde hüzmelenmesi (BESKIN, 2002)

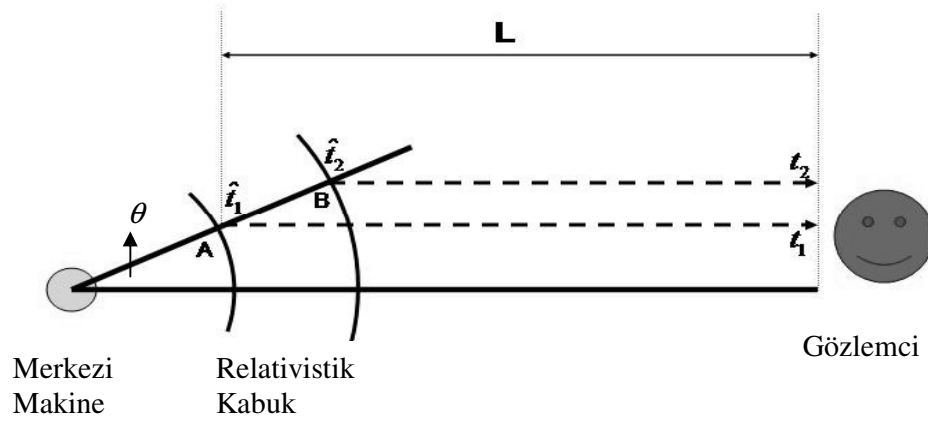
olur. $\tau_{\gamma} < 1$ gerekliliğinden Lorentz faktörü için bir alt limit elde edilir;

$$\Gamma \geq 250 \left[\left(\frac{L_{\gamma}}{10^{52} \text{ erg}} \right) \left(\frac{\epsilon_r}{100 \text{ MeV}} \right) \left(\frac{10^{-2} \text{ sn}}{\delta T} \right) \right]^{\frac{1}{6}} \quad (3.10)$$

Bu sonuç açık bir şekilde göstermektedir ki, GRB olayları Evrende meydana gelen en büyük relativistik olaylardır. Böylece yoğunluk (compactness) problemi Ateştopu Şok modeli çerçevesinde çözülmüş olur.

Ateştopu modeline göre, tipik bir GRB olayı Şekil 3.11’de gösterildiği gibi, üç tane önemli fiziksel unsur içerir (ZANG ve MESZAROS, 2003); 1) Merkezi mekanizma, 2) Merkezi mekanizma tarafından enjekte edilen relativistik kabuk ve 3) Gözlemci. Buna dayanarak bir GRB olayını tanımlamak için iki tane referans sistemine ve üç tane zaman ölçeğine (saate) ihtiyaç duyulur. Kozmolojik kıvrılma etkisi göz ardı edildiğinde, birinci referans çerçevesi merkezi mekanizmanın ve gözlemcinin her ikisinin durgun referans çerçevesi, ikincisi ise relativistik kabuğun eş yönlü durgun referans çerçevesidir. Bu iki hareketsiz çerçevedeki fiziksel nicelikler birbirlerinden farklıdır ve Lorentz dönüşümleri altında birbirlerine bağlanırlar. Örneğin, Δ' kabuğun kendi referans sistemine göre genişliği olmak üzere, merkezi mekanizmanın referans sistemine göre kabuğun hareket yönündeki genişliği $\Delta = \Delta' / \Gamma$ şeklinde olur.

Benzer şekilde, her iki durgun çerçevedeki saatlerde ölçülen zamanlar da aynı dönüşümle birbirlerine bağlanır. $d\hat{t}$ merkezi mekanizma/Gözlemci çerçevesindeki benzer iki olay arasındaki zaman farkı ve dt' relativistik kabukta aynı iki olay arasındaki zaman farkı olmak üzere $dt' = d\hat{t} / \Gamma$ yazılabilir.



Şekil 3.11. Ateştopu modeli için ihtiyaç duyulan fiziksel elemanların şematik gösterimi (ZANG ve MESZAROS, 2003)

Şekilde gösterildiği gibi, kabuğun $\beta = v/c$ ile hareket ettiği ve gözlemcinin görüş çizgisine göre θ açısı ile hareket ettiği kabul edilir. \hat{t}_1 anında kabuk “A” noktasından (r yarıçapında) gözlemciye doğru bir foton ve \hat{t}_2 anında da “B” noktasından ($r+dr$ yarıçapından) ikinci bir foton yayınlasın. Dolayısı ile bu iki fotonun yayınlanmaları arasındaki zaman farkı,

$$d\hat{t} = \hat{t}_2 - \hat{t}_1 \cong \frac{dr}{c} \quad (3.11)$$

olur. “A” noktası ile gözlemci arasındaki uzaklık “L” olarak kabul edilirse, birinci foton gözlemciye $t_1 = \hat{t}_1 + (L/c)$ sürede ve ikinci foton ise $t_2 = \hat{t}_2 + [(L/c) - \beta\mu d\hat{t}]$ ($\mu = \cos\theta$ olmak üzere) sürede ulaşacaktır. Buna göre bu iki foton için gözlenen zaman aralığı;

$$\begin{aligned} dt = t_2 - t_1 &= \hat{t}_2 - (\hat{t}_1 + \beta\mu d\hat{t}) = d\hat{t} - \beta\mu d\hat{t} \\ &\cong \frac{d\hat{t}}{2\Gamma^2} = \frac{dr}{2c\Gamma^2} \end{aligned} \quad (3.12)$$

olarak elde edilir ($\Gamma \gg 1$ ve $\theta \ll 1$ yaklaşımı için). Bu denklem, yoğunluk problemini çözmeye kullanılan temel bağıntılardan biridir (SARI, 2005).

$d\hat{t}$ ve dt 'nin benzer hareketsiz çerçevedeki farklı iki olay çiftini betimleyen farklı iki zaman olduğunu vurgulamak önemlidir. $d\hat{t}$ kabuğun iki foton yayması için geçen zaman farkını betimlerken, dt aynı iki fotonun gözlemciye ulaşması için geçen zaman farkını betimler.

Üçüncü zaman ölçeği ise, farklı saat ile ölçülen, kabuğun eş yönlü zamanıdır ve aşağıdaki bağıntı ile betimlenir;

$$\begin{aligned} dt' &= \frac{d\hat{t}}{\Gamma} = \frac{dt}{\Gamma(1-\beta\mu)} \\ &= Ddt \cong 2\Gamma dt \end{aligned} \quad (3.13)$$

Burada yine $\Gamma \gg 1$ ve $\theta \ll 1$ yaklaşımı kullanılmıştır. İfadedeki “ D ” Doppler faktörü olup, $D = 1/\Gamma(1-\beta\mu)$ şeklinde ifade edilir.

Foton, elektron-pozitron çifti ve az miktarda baryon (özellikle proton) içerdiği kabul edilen ve genişleyen Ateştopu şok akısı, kendini çevreleyen ortamla etkileşerek evrimleşir. Böyle basit bir model oluşturmak için aşağıdaki başlangıç parametrelerinin var olduğu kabul edilir (ZANG ve MESZAROS, 2003);

L: Merkezi mekanizmanın ortalama parlaklığı (sabit olduğu kabul edilir)

T: Merkezi mekanizmanın enerji yayması için geçen toplam süre

E=LT: Ateştopu akışının toplam enerjisi,

$\Delta_0=cT$: Bütün Ateştopu kabuğunun toplam genişliği,

$t_v=1 \text{ ms} \ll T$: Merkezi Mekanizmanın aktivitesini yansıttığı kabul edilen ve Anlık-gama ışıması ışık eğrilerindeki piklerden elde edilen değişkenlik zamanı ölçeği,

\dot{M} : Ortalama kütle değişim oranı,

$\eta = \frac{L}{\dot{M}c^2}$: Boyutsuz entropi,

n : Patlama çevresini saran ortamın parçacık (genellikle hidrojen) sayı yoğunluğu.

Bu tanımlamalar çerçevesinde Ateştopu şok modeline göre, Anlık-gama ve Ardıl ışımalarının meydana geldiği ve relativistik olarak genişleyen kabukları

tanımlayan karakteristik yarıçaplar mevcuttur. Bu yarıçaplar temel olarak aşağıdaki gibi betimlenir (ZANG ve MESZAROS, 2003);

-Başlangıç Yarıçapı ($r = r_0$); Merkezi mekanizmada Karadelik-Kütle aktarım diski sisteminin olduğu ve karadeliğin kütesinin $\approx 10M_{GÜNEŞ}$ olduğu kabul edilir. Bu durumda $r_0 \cong (6GM/c^2) \cong 10^7 \text{ cm}$ olur. Bu yarıçap aynı zamanda mini-kabukların tipik genişliğidir. Ateş topunun başlangıçta sıcak ve $T_0 = (L/4\pi r_0^2 \sigma)^{1/4} \approx 10^{10} \text{ K}$ değerinde fotonların ve elektron-pozitron çiftlerinin dengede olduğu kabul edilir.

-Enjektinin Bitiş yarıçapı ($r = \Delta_0$); Merkezi mekanizma T toplam enjekte süresi boyunca sabit bir şekilde enerji enjekte ettiğinde, Ateştopunun erişeceği yarıçap $r = \Delta_0 = cT = 3 \times 10^{10} \text{ cm}$ olur ($T \sim 1 \text{ sn}$ olarak alınmıştır). Bu değer toplam Ateştopu kabuğunun yarıçapıdır.

-Sınır Yarıçapı ($r = r_c$); Ateştopu kabuğu genişlerken içinde barındırdığı ve başlangıçta durgun kabul edilen baryonlar, radyasyon basıncı yardımı ile ivmeleneceklerdir. Relativistik olarak genişleyen Ateştopu kabuğunun hacimsel Lorentz faktörü Γ_0 maksimum değerine ulaşıncaya kadar yarıçapla orantılı olarak artar. Lorentz faktörü Γ_0 değerine ulaştığında yarıçap $r_c = \Gamma_0 \Delta_0 \approx 10^{13} \text{ cm}$ olur ($\Gamma_0 \approx 300$ için).

-Fotosferik Yarıçap ($r = r_{ph}$); Ateştopu kabuğu genişlerken fotonların sayı yoğunluğu ve bu fotonların tipik enerjileri azalacaktır. Belli bir yarıçapta fotonlar hem çift oluşumu hem de Ateştopu şokunun içindeki elektronlarla Compton saçılması için optik olarak ince olacaklarından, bu yarıçapta başlangıçtaki enerjinin büyük çoğunluğu kabukta kinetik enerji olarak depolanacaktır. Bir kısmı ise r_{ph} Fotosferik yarıçaptan itibaren yaklaşık olarak bir karacisim spektrumu ile tanımlanan radyasyon şeklinde yayılır ki, bu da Ateştopu şokundan tespit edilen ilk elektromagnetik sinyaldir. r_{ph} fotosferik yarıçapının genellikle " r_c " sınır yarıçapının üstünde olduğu kabul edilir. Bu yarıçapta sıcaklık $T = T_0 (r_{ph}/r_c)^{-2/3}$ şeklinde tanımlanmaktadır. r_{ph} , $\eta \sim (100 - 1000)$ değeri için; yaklaşık olarak ($10^{12} - 10^{13}$) cm arasındadır.

-İç Şok Yarıçapı ($r = r_{is}$); Anlık-gama ışıması ışık eğrilerinden elde edilen t_v kısa değişkenlik süresi (merkezi mekanizmanın aralıklı aktivitesini gösterir) merkezi

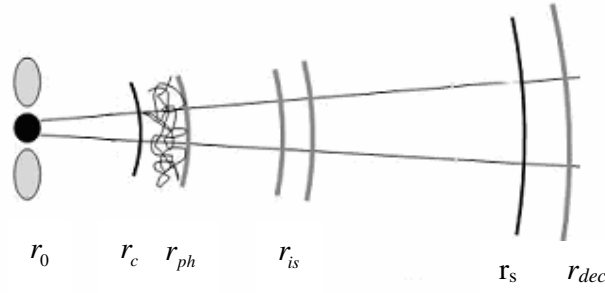
mekanizma tarafından fırlatılan komşu iki mini kabuk arasındaki uzaklık tipik olarak $d = ct_v$ ile tanımlanır. $\Gamma_{(1)}$ öndeki mini kabuğun, $\Gamma_{(2)}$ ise arkadaki mini kabuğun Lorentz faktörleri olarak tanımlanır ve geriden gelen kabuğun daha hızlı olduğu kabul edilirse, $\Gamma_{(2)} \gg \Gamma_{(1)} \approx \Gamma_0$ yazılabilir. Zamanla hızlı kabuk yavaş kabuğu yakalayacaktır.

$V_{(1)}$ ve $V_{(2)}$ sırası ile, birinci ve ikinci kabuğun hızları olmak üzere, çarpışmaları için geçen süre, $\hat{t}_{is} \cong [d/(V_{(2)} - V_{(1)})] \cong 2\Gamma_{(1)}^2 d/c$ olur. Bu durumda iç şok yarıçapı da $\Gamma_0 \sim 100$ ve $t_v \sim 0.1 sn$ için, $r_{is} \cong \hat{t}_{is} c \cong 2\Gamma_{(1)}^2 d \cong 2\Gamma_0^2 ct_v \cong 6 \times 10^{13} cm$ olarak elde edilir.

-Kabuk Dağılma yarıçapı ($r = r_s$); Kabuk, $r_s \cong \Gamma_0^2 \Delta_0 = \Gamma_0^2 cT$ yarıçapında dağılmaya başlayacaktır. Mini kabukların dağılma yarıçapı yaklaşık olarak iç şok yarıçapıdır. Fakat tüm şokun dağılma yarıçapı tipik olarak $r_s \cong 3 \cdot 10^{15} cm$ 'dir ($\Gamma_0 \sim 100$ ve $T \cong 10 sn$ için). Bu yarıçapın ötesinde kabuğun genişliği de dağılmaya başlayacaktır.

-Yavaşlama Yarıçapı ($r = r_{dec}$); Ateştopu kabuğu temel olarak kendisini çevreleyen ortam (örneğin yıldızlararası ortam, Inter Stellar Medium, ISM) tarafından yavaşlatılır. Ateştopu-ortam arasındaki etkileşme esnasında ters yönde bir şok kabuğu oluşur. Bu ters şok Ateştopu kabuğu içinde ilerleyerek onu durdurmaya çalışır. Genellikle r_{dec} yavaşlama yarıçapı, ters şok ile Ateştopu şokunun karşılaştıkları yarıçap olarak tanımlanır. Ateştopu ISM'da ilerlerken, kendisinin başlangıçtaki durgun kütesine eşit miktarda ISM maddesini süpürecektir. Bu durum $\Delta M = \dot{M}T$ Ateş topunun toplam baryon yükü olmak üzere, $M_{ISM} = \Delta M / \Gamma_0$ ile tanımlanır. Bu durumda ulaşılan yarıçap ($E_{iso} \approx 10^{52} erg$ ve $\Gamma_0 \sim 300$ için), $r_{dec} = (3E_{iso}/4\pi n_p n c^2 \Gamma_0^2)^{1/3} \cong 2.6 \times 10^{16} cm$ olur. Bu yarıçap ayrıca dış şokun oluştuğu yarıçap olarak kabul edilir.

Ateştopu şok modeli çerçevesinde elde edilen bu karakteristik yarıçapların geometrik olarak gösterimi kabaca aşağıdaki Şekil 3.12'de gösterilebilir (ZANG ve MESZAROS, 2003).



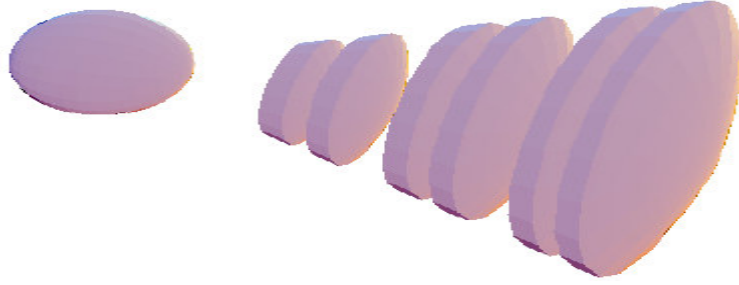
Şekil 3.12. Ateştopu şok modelinde karakteristik yarıçaplar (ZANG ve MESZAROS, 2003)

Ateştopu modelinde temel olarak kabul edilen ve ayrıca gözlemlerle büyük ölçüde desteklenen görüşe göre, Anlık-gama ve Ardıl ışınlar, relativistik Ateştopu akısı içerisinde farklı bölgelerden yayımlanmaktadır. Anlık-gama ışınlarının “iç şoklarda” (PACZYNSKI ve ark., 1994; MESZAROS ve ark., 1994) ve Ardıl ışınlarının ise “dış şoklarda” meydana geldiği kabul edilir (PIRAN, 1998). Fakat, hem Anlık-gama hem de Ardıl ışınlar ısısal (termal)-olmayan (siyah cisim ışınmasına benzemeyen) spektrumlara sahip olmaları her ikisinin de sinkrotron ışınması yolu ile üretildiklerini göstermektedir. Ayrıca Anlık-gama ışınması için, benzer spektrum verebilen Ters-Compton saçılması da olası bir ışınma yöntemi olarak ele alınmaktadır (ZANG ve MESZAROS, 2003; FRAGILE ve ark., 2004). Bu düşüncelerin yanı sıra Anlık-gama ışınmasının dış şoklarda üretilebileceğini öngören çalışmalar da yapılmıştır (DERMER ve MITMAN, 1999; McMAHON ve ark., 2004).

İç şokların, merkezi mekanizma tarafından fırlatılan ard arda mini kabukların çarpışmasından meydana geldiği daha önce belirtilmişti (Şekil 3.13). İki kabuk arasındaki çarpışmanın relativistik inelastik bir çarpışma olduğu kabul edilir ve buradan relativistik enerji-momentum korunum yasaları uygulanırsa (PIRAN, 1998),

$$m_r \Gamma_r + m_s \Gamma_s = (m_r + m_s + \frac{E}{c^2}) \Gamma_m \quad (3.14)$$

$$m_r \sqrt{\Gamma_r^2 - 1} + m_s \sqrt{\Gamma_s^2 - 1} = (m_r + m_s + \frac{E}{c^2}) \sqrt{\Gamma_m^2 - 1}$$



Şekil 3.13. İç şok modeline göre mini kabukların durumu (PIRAN, 1998).

şeklinde yazılabilir. Burada “r” alt indisi hızlı giden kabuğu, “s” alt indisi yavaş giden kabuğu ve “m” alt indisi de çarpışmadan sonra birleşen iki kabuğun toplamı ifade eder. “E” ise çarpışmada oluşan iç enerjidir (birleşik kabuğun durgun referans sistemine göre). (3.14) denkleminde birleşik kabuğun Lorentz faktörü bulunabilir (TUDOSE ve ark., 2004):

$$\Gamma_m \equiv \sqrt{\frac{m_r \Gamma_r + m_s \Gamma_s}{\frac{m_r}{\Gamma_r} + \frac{m_s}{\Gamma_s}}} \equiv \sqrt{\Gamma_r \Gamma_s} \sqrt{\frac{m_r \Gamma_r + m_s \Gamma_s}{m_r \Gamma_s + m_s \Gamma_r}} \quad (3.15)$$

$m_r \approx m_s$ durumunda bu bağıntı $\Gamma_m \approx \sqrt{\Gamma_r \Gamma_s}$ şeklini alır. Gözlemcinin referans sistemindeki iç enerji,

$$E_{\text{int}} = \Gamma_m E = m_r c^2 (\Gamma_r - \Gamma_m) + m_s c^2 (\Gamma_s - \Gamma_m) \quad (3.16)$$

olur. Kinetik enerjinin iç enerjiye dönüşüm oranını belirleyen “ ε ” parametresi;

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{int}}}{\Gamma_s m_s c^2 + \Gamma_r m_r c^2} = 1 - \frac{\Gamma_m (m_s + m_r)}{\Gamma_s m_s + \Gamma_r m_r} \quad (3.17)$$

olarak elde edilir (TUDOSE, 2004; BESKIN, 2002). İç şok durumu için bu etkinin büyük olması gerekir. İç şokların, $m_r \approx m_s$ ve $\Gamma_r \gg \Gamma_s$ olması halinde oluşabilecekleri (3.16) denklemi yardımı ile görülebilir.

Anlık-gama ışımasının iç şoklarda gerçekleştiğini ve temel ışıma mekanizmasının sinkrotron ışıması olduğunu daha önce belirtmiştik. Sinkrotron ışımasını hesaplamak için gerekli temel parametreler, B manyetik alan şiddeti ve elektronların enerji dağılımlarıdır (Bu enerji dağılımı, $\Gamma_{e,\min}$ minimal Lorentz faktörü ve indisi p olan bir güç yasası ile karakterize edilir). Bu parametreler, şoklarda meydana gelen mikroskobik fiziksel süreçlerden hesaplanabilir. Fakat bunları tahmin etmek zordur. Bunun yerine “ \mathcal{E}_B ” ve “ \mathcal{E}_e ” boyutsuz parametreleri tanımlanır. “ \mathcal{E}_B ”, manyetik alan enerji yoğunluğunun (U_B), “ e ” toplam iç enerjiye oranı olarak tanımlanır. “ \mathcal{E}_e ” ise manyetik alan tarafından elektrona aktarılan enerji yoğunluğunun (U_e), “ e ” toplam iç enerjiye oranı olarak tanımlanır. Bu iki bağıntı aşağıdaki gibi yazılabilir (PIRAN, 1998);

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_B &\equiv \frac{U_B}{e} = \frac{B^2}{8\pi e} \\ \mathcal{E}_e &\equiv \frac{U_e}{e}\end{aligned}\tag{3.18}$$

Basit bir sinkrotron şok modelinde toplam parçacık sayısı ve toplam enerji yoğunlukları aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\begin{aligned}n_2 &= (4\Gamma_{sh} + 3)n_1 \cong 4\Gamma_{sh} n_1 \\ e_2 &= (\Gamma_{sh} - 1)n_2 m_p c^2 \cong \Gamma_{sh} n_2 m_p c^2 \cong 4\Gamma_{sh}^2 n_1 m_p c^2\end{aligned}\tag{3.19}$$

Burada n_1 ve n_2 sırası ile şok akıntısına ters yönde hareket eden ve şok ile aynı yönde hareket eden bölgelerdeki maddelerin parçacık yoğunluklarıdır. e_2 ifadesi, şok ile birlikte hareket eden maddenin enerji yoğunluğudur. Γ_{sh} ise şokun ön tarafındaki Lorentz faktörüdür. (3.18) ve (3.19) denklemleri yardımı ile B manyetik alan şiddeti tanımlanabilir;

$$B = c\Gamma_{sh} \sqrt{32\pi\mathcal{E}_B n_1 m_p}\tag{3.20}$$

Temel olarak ε_B ve ε_e parametrelerinin patlama süresince sabit olduğu kabul edilir.

Elektronların şoklar vasıtasıyla bir güç yasası dağılımı yapısına uyacak biçimde hızlandırıldığı kabul edilir. Γ_e elektronun rasgele Lorentz faktörü ve N elektronların sayısı yoğunluğu olmak üzere bu güç yasası aşağıdaki gibi yazılabilir (TUDOSE, 2004);

$$N(\Gamma_e)d\Gamma_e \propto \Gamma_e^{-p} d\Gamma_e \quad , \quad (\Gamma_{e,\min} \leq \Gamma_e \leq \Gamma_{e,\max}) \quad (3.21)$$

Burada, $p = 1 + \left(\ln[1/(1 - P_{esc})] / \ln \left[\langle E_f / E_i \rangle \right] \right)$ (PIRAN, 2004; FERMI, 1949) şeklinde tanımlanan güç yasası indisidir (E_f son enerji ve E_i ilk enerji olmak üzere $\langle E_f / E_i \rangle$ ortalama enerji kazancını, P_{esc} ise elektronların kaçma olasılığını ifade eder).

Elektronun sahip olabileceği minimum Lorentz faktörü, elektronun enerji yoğunluğuna ve sayı yoğunluğuna bağlı olarak aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\Gamma_{e,\min} = g(p) \Gamma_{sh} \frac{m_p}{m_e} = g(p) \langle \Gamma_e \rangle \quad (3.22)$$

Burada $g(p) = (p - 2)/(p - 1)$ şeklinde tanımlanan ve spektral indise bağlı bir katsayıdır. Elde edilen gözlemsel verilerin analizinden $p \sim 2.5$ civarında olduğu hesaplanmıştır. Dolayısı ile minimum Lorentz faktörü $\Gamma_{e,\min} \approx 630 \Gamma_{sh}$ olarak elde edilir.

Şok ivmelendirme mekanizması elektronları keyfi bir enerji değerine kadar ivmelendiremez. Elektronların kazanabilecekleri maksimum enerji için ($\Gamma_{e,\max}$ değerine karşılık gelen) ivmelendirme zamanı ve yavaşlama zamanı eşit olur (PIRAN, 1998). İvmelenme zamanı, R_L Larmor yarıçapı ve V_A Alfven hızından hesaplanabilir:

$$t_{acc} = \frac{cR_L}{V_A^2} \quad (3.23)$$

Sinkrotron fotonlarının tipik enerjileri gibi, sinkrotron yavaşlama zamanı da Γ_e Lorentz faktörüne ve B magnetik alan şiddetine bağlıdır. Eğer radyasyon yayan bölge Γ_e ile

gözlemciye doğru hareket ederse yayılan fotonun enerjisi maviye kayacaktır. Dolayısı ile gözlemcinin referans sistemine göre gözlenen fotonun karakteristik enerjisi;

$$E_C = (hv_{syn})_{obs} = \frac{\hbar q_e B}{m_e c} \Gamma_E \Gamma_e^2 \quad (3.24)$$

şeklinde tanımlanır. Buradan da minimum sinkrotron frekansı ifadesi elde edilebilir:

$$\nu_m = \nu_{syn} = \frac{q_e B \Gamma_E \Gamma_e^2}{2\pi m_e c} \quad (3.25)$$

Akışın referans sistemine göre sinkrotron radyasyonundan yayılan güç (toplam enerji kaybı),

$$\left(-\frac{dE}{dt} \right) = P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_B \Gamma_e^2 \quad (3.26)$$

olur. Dolayısı ile elektronun aynı çerçevede yavaşlama zamanı,

$$t_{syn} = \frac{\Gamma_e m_e c^2}{P_{syn}} = \frac{3m_e c}{4\sigma_T U_B \Gamma_e} \quad (3.27)$$

formülü ile tanımlanabilir (PIRAN, 2004). Elektronun sahip olabileceği maksimum enerji değerine karşılık gelen maksimum $\Gamma_{e,max}$ Lorentz faktörü, ivmelenme zamanı ile yavaşlama zamanının eşitliğinden bulunur (TUDOSE, 2004):

$$\Gamma_{e,max} \equiv \Gamma_M = \sqrt{\frac{24\pi\epsilon_B q_e \Gamma_{sh}}{B\sigma_T}} \quad (3.28)$$

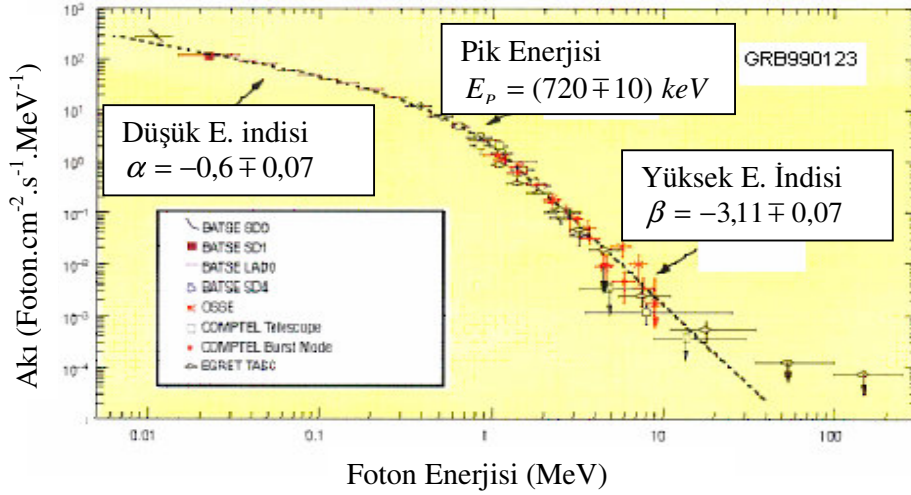
Başlangıç enerjisi $\Gamma_e m_e c^2$ olan tek bir elektronun ani sinkrotron spektrumu düşük frekanslarda $-2/3$ spektral indisine sahip bir güç yasası ile ifade edilirken, yüksek

frekanslarda ise üstel (eksponansiyel) azalma gösterir. Dolayısı ile toplam güç yasası ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir (MESZAROS, 2006; LLOYD-FONNING, 2002);

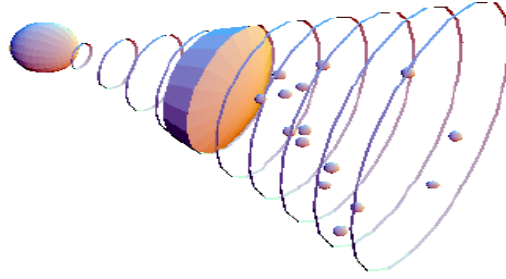
$$F_\nu \propto \begin{cases} \nu^{-\frac{2}{3}}, & \nu < \nu_M \\ \nu^{-\frac{p+1}{2}}, & \nu > \nu_M \end{cases} \quad (3.29)$$

Bu ifade empirik bir bağıntı olan “BAND spektrumu” ile uyumludur. Aşağıdaki Şekil 3.14’te, bu bağıntının GRB990123 patlamasına spektrumları verilmiştir.

İç şoklar Anlık-gama ışımasını meydana getirdikten sonra Ateştopu kabuğu kendisini çevreleyen ortamla (genellikle ISM ortamı olduğu kabul edilmektedir) etkileşir ve yavaşlamaya başlar. Bu evrede iki tane şok oluştuğu kabul edilmektedir; 1) Dış şok olarak bilinen “ilerleyen (forward) şok” (Şekil 3.15) (PIRAN, 2005), 2) Ateştopu kabuğunun içinde ters yönde “ilerleyen ters (revers) şok”. Dış şokların, Anlık-gama ışımasından sonra gözlenen Ardıl ışımaları meydana getirdikleri öngörülmektedir. Ardıl ışımalar x -ışın bandında günler haftalar boyunca devam ederken, optik ve radyo



Şekil 3.14. Teorik olarak bulunan spektrum grafiğinin gözlemlerle karşılaştırılması.



Şekil 3.15. Dış şok modelinin tipik bir gösterimi (PIRAN, 1998)

bandlarında aylar yıllar boyunca devam etmektedir. Bu evrede de ışınım yöntemi olarak yine sinkrotron ışınımı olduğu kabul edilmektedir. Ters şokların bazı patlamalarda (GRB990123, GRB021004, GRB021211 ve GRB030418 (ZANG ve MESZAROS, 2003)) erken zamanda meydana gelen Ardıl ışınımara (Prompt Afterglow) neden olduğu düşünülmeyle birlikte, bu şokların henüz tutarlı bir açıklaması mevcut değildir (2000; SHAO ve ark., 2005; SODERBERG ve ark., 2006).

Ardıl ışınım değişimlerinin (enerji spektrumlarındaki ve ışık eğrilerindeki) anlaşılabilmesi için, relativistik şok dinamiği, patlamayı çevreleyen ortamın yoğunluk profili, relativistik şokun geometrisi ve elektronların enerji dağılımları tanımlanmalıdır. Dış şok modelinde bazı fiziksel kabullenmeler yapılır; enerji kaybının ihmal edildiği “adyabatik hidrodinamik” durumu, elektronların enerjilerinin bir kısmını yaydıkları “yavaş soğuma” durumu ve ışınım mekanizması olarak “sinkrotron ışınımı”.

Dış ortamın yoğunluk profili oluşturulurken iki durum göz önünde bulundurulur. Kısa süreli patlamaların ata modeli olarak “iki yoğun çift nesnenin birleşmesi” şeklinde önerilmektedir. Böyle bir çift nesne, içinde buldukları galaksinin merkezinden uzakta yer aldıklarından, onları çevreleyen ortam az yoğun olmalıdır. Diğer taraftan uzun süreli patlamalar ise yıldız oluşum bölgelerinde meydana geldiklerinden bunları çevreleyen ortam ise yoğun olmalıdır. Dolayısıyla yoğunluk profili için aşağıdaki bağıntıyı yazmak mümkündür (BESKIN ve ark., 2002);

$$\rho(r) = \frac{A}{r^s} \quad (3.30)$$

Burada “ n ” yoğunluk olmak üzere, $A = nm_p$ şeklinde tanımlanır. m_p protonun kütlesi, “ s ” ise ortamın durumunu belirler. Eğer dış ortam yıldızlar arası ortam ise $s=0$ tekdüze (üniform ortam) olarak alınır.

Ateştopu kabuğunun yıldızlar arası ortamla inelastik bir şekilde çarpıştığı kabul edilir. Kabuk ortamdan geçerken çarptığı maddeyi süpürür. Süpürdüğü madde belirli bir değere ulaştınca kabuk yavaşlamaya başlar ve Ardıl ışımaları meydana getirir. M_{ej} ve Γ_0 sırası ile, ejektanın başlangıç kütlesi ve Lorentz faktörü olmak üzere, R kabuğun yarıçapı, m süpürdüğü maddenin kütlesi ve Γ Lorentz faktörünün değişimini veren bağıntılar aşağıdaki gibi yazılabilir (WU ve ark., 2004; HUANG ve ark., 2001);

$$\frac{dR}{dt} = \beta c \Gamma (\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1}) \quad (3.31)$$

$$\frac{dm}{dR} = 4\pi R^2 n m_p \quad (3.32)$$

$$\frac{d\Gamma}{dm} = - \frac{\Gamma^2 - 1}{M_{ej} + \varepsilon m + 2(1 - \varepsilon)m\Gamma} \quad (3.33)$$

Burada $\varepsilon = \xi_e \left[t_{syn}^{-1} / (t_{syn}^{-1} + t_{exp}^{-1}) \right]$ şeklinde tanımlanan radyasyon etkinliğidir (ξ_e elektronlardan kaynaklanan toplam enerjinin bir kısmıdır. t_{syn} (3.27) denkleminde ifade edilen sinkrotron zamanı ve $t_{exp} = R/c\Gamma$ olan Ateştopu şok kabuğunun genişleme zamanıdır). $\varepsilon = 0$ değeri adyabatik duruma karşılık gelir. Lorentz faktörünün değeri başlangıç değerinin yarısına ulaştığında süpürülen madde miktarı Ateştopu kabuğunun başlangıçtaki kütesinin M_{ej}/Γ_0 değeri ile kıyaslanır duruma ulaşır. Bu kabullenme ile (3.30) ve (3.32) denklemleri kullanılarak kabuğun yavaşlama yarıçapı hesaplanabilir (BESKIN ve ark., 2004);

$$R_{dec} \cong \left(\frac{3M_{ej}}{4\pi A \Gamma_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.34)$$

Başlangıç değerleri olarak $M_{ej} \approx 10^{-6} M_{Güneş}$, $\Gamma_0 \approx 300$ ve $n \approx 1 \text{ cm}^{-3}$ olarak kabul ettiğimizde, yavaşlama yarıçapı $R_{dec} \approx 10^{16} \text{ cm}$ olarak elde edilir. Bu yarıçaptan sonra Ateştopu kabuğu yavaşlamaya ve Ardıl ışınları yaymaya başlayacaktır.

Ardıl ışınlarına ait sinkrotron spektrumunu, p elektronun spektral indisi, F_m pik akısı ve üç karakteristik frekans (ν_m , ν_c , ν_a) değerleri ile tam olarak tanımlamak mümkündür (SARI, 2005).

ν_m , (3.19) denklemi ile tanımlanan minimum elektron enerjisine karşılık gelen sinkrotron frekansdır. Bu ifadeyi kozmolojik uzaklıktaki gözlemcinin referans sistemine dönüştürürsek;

$$\nu_m = (1+z)^{-1} \mathcal{E}_e^2 \mathcal{E}_B^{1/2} \Gamma_{sh}^4 n_1^{1/2} \quad (3.35)$$

elde edilir. ν_c soğuma frekansdır. Soğumanın kritik Lorentz faktörü, hidrodinamik zamana bağlı olarak $\Gamma_c = (3m_e c / 4\sigma_T U_B \Gamma_{sh} t_{hyd})$ şeklinde tanımlanır. Buna karşılık gelen frekans ise:

$$\nu_c = (1+z) \mathcal{E}_B^{-3/2} \Gamma_{sh}^{-4} n_1^{-3/2} t^{-2} \quad (3.36)$$

şeklinde gözlemcinin referans sistemine dönüştürülür (TUDOSE, 2004). Eğer $\Gamma_c < \Gamma_{e,min}$ ise tüm elektronlar hızlı bir şekilde soğudukları “hızlı soğuma” durumundadırlar. Eğer $\Gamma_c > \Gamma_{e,min}$ ise sadece yüksek enerjili elektronların soğudukları “yavaş soğuma” durumuna karşılık gelir (PIRAN, 1998; 2004). Diğer taraftan radyasyonun emilme (absorbe) etkisini de hesaba katarsak, buna karşılık gelen frekans ise;

$$\begin{aligned} \nu_a &= (1+z)^{-13/5} \mathcal{E}_B^{6/5} \Gamma_{sh}^{28/5} n_1^{9/5} t^{8/5} & \nu_c < \nu_m & \text{ için} \\ \nu_a &= (1+z)^{-8/5} \mathcal{E}_e^{-1} \mathcal{E}_B^{1/5} \Gamma_{sh}^{8/5} n_1^{4/5} t^{3/5} & \nu_c > \nu_m & \text{ için} \end{aligned} \quad (3.37)$$

olur. Bu formüller yardımı ile, v_m ve v_c arasındaki sıralamalar iki tip spektrum olduğunu göstermiştir (ZANG ve MESZAROS, 2003);

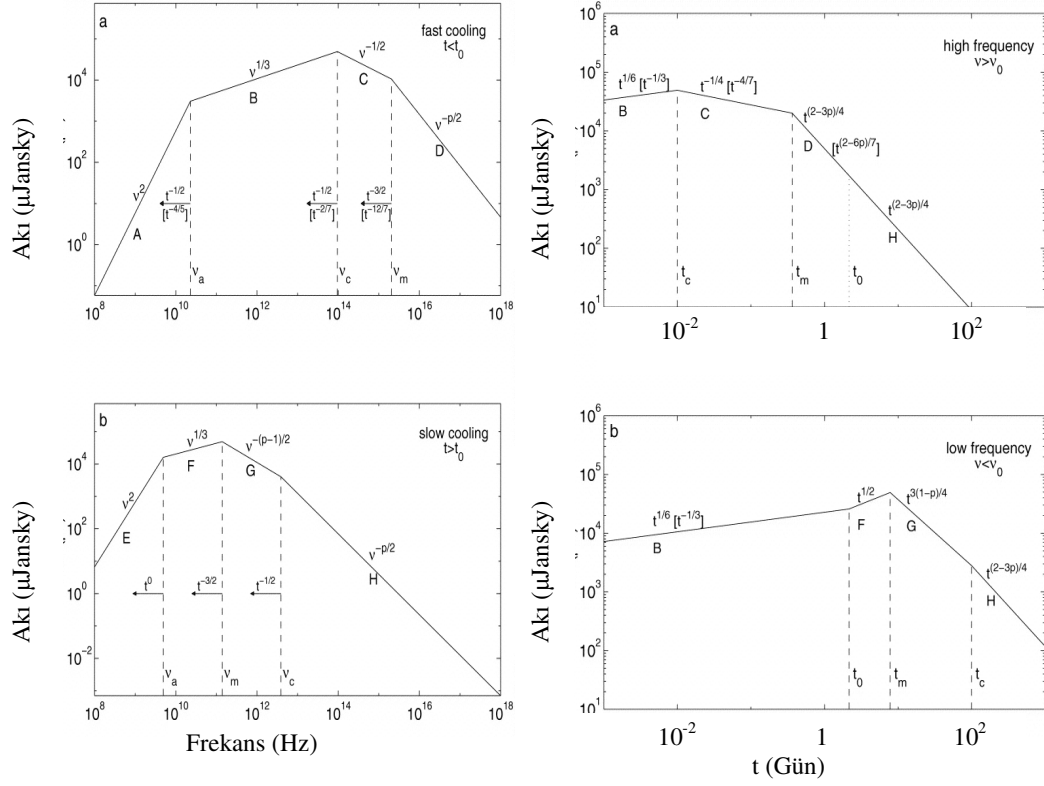
1. $v_m < v_c$ “yavaş soğuma” durumunun spektrumu;

$$F = F_{v,m} \begin{cases} \left(\frac{v_a}{v_m}\right)^{1/3} \left(\frac{v}{v_a}\right)^2 & v < v_a \\ \left(\frac{v}{v_m}\right)^{1/3} & v_a \leq v < v_c \\ \left(\frac{v}{v_m}\right)^{-(p-1)/2} & v_m \leq v < v_c \\ \left(\frac{v_c}{v_m}\right)^{-(p-1)/2} \left(\frac{v}{v_c}\right)^{-p/2} & v_c \leq v \end{cases} \quad (3.38)$$

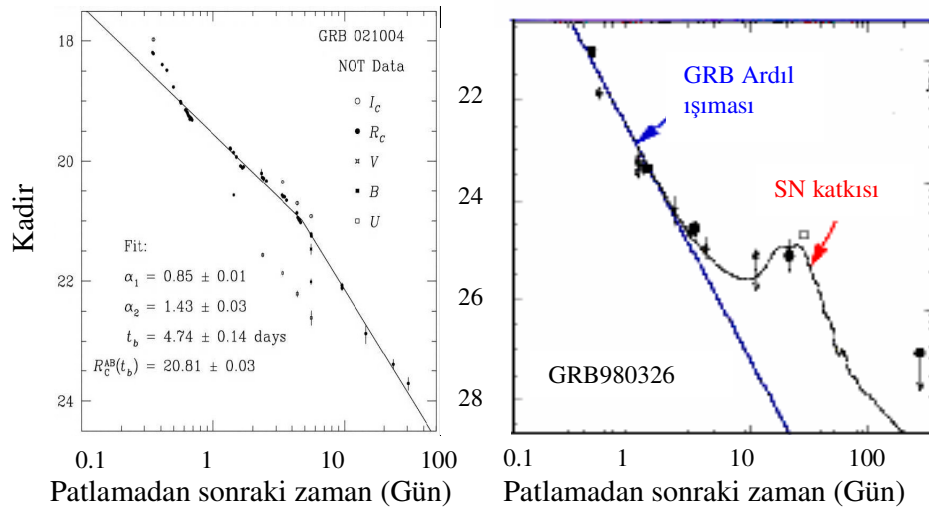
2. $v_c < v_m$ “hızlı soğuma” durumunun spektrumu;

$$F = F_{v,m} \begin{cases} \left(\frac{v_a}{v_c}\right)^{1/3} \left(\frac{v}{v_a}\right)^2 & v < v_a \\ \left(\frac{v}{v_c}\right)^{1/3} & v_a \leq v < v_c \\ \left(\frac{v}{v_c}\right)^{-1/2} & v_c \leq v < v_m \\ \left(\frac{v_m}{v_c}\right)^{-1/2} \left(\frac{v}{v_m}\right)^{-p/2} & v_m \leq v \end{cases} \quad (3.39)$$

Bu kuramsal spektrumlar Şekil 3.16’da (ZANG ve MESZAROS, 2003) ve gözlemlerle karşılaştırılmaları ise Şekil 3.17’de (BESKIN, 2002) verilmiştir.

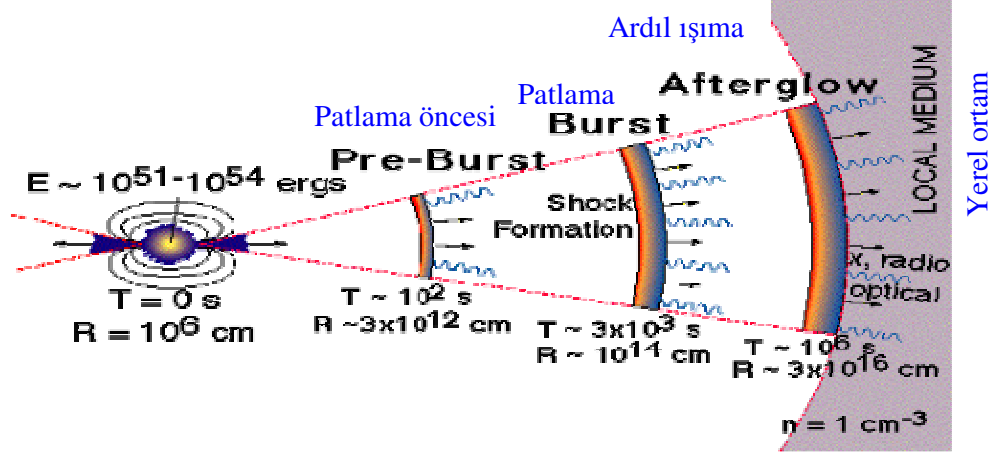


Şekil.3.16. Ateştopu modeline göre Ardıl ışımaların spektrumu. a) Hızlı soğuma-Yüksek frekans durumu, b) Yavaş soğuma-Düşük frekans durumu (ZANG ve MESZAROS, 2003)



Şekil 3.17. Ateştopu modeline göre elde edilen Ardıl ışımalara ait ışık eğrilerinin gözlemlerle karşılaştırılması (BESKIN, 2002; <http://qso.lanl.gov/~clf/papers/lecture3.ppt#20>)

Relativistik Ateştopu modeli çerçevesinde oluşturulan iç ve dış şokların genel bir gösterimi Şekil 3.18’de verilmektedir.

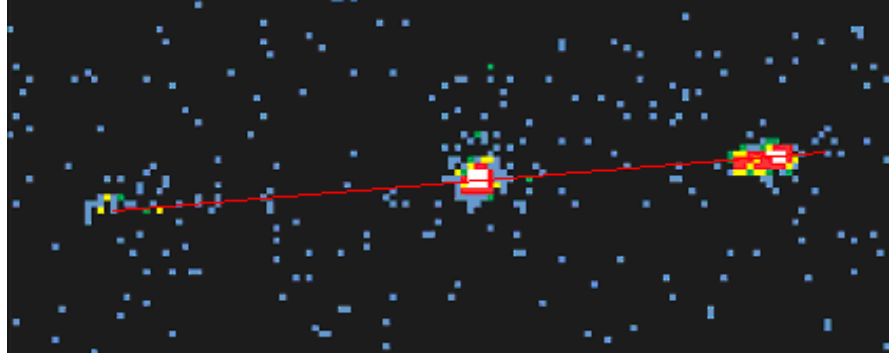


Şekil 3.18. Ateştopu (Fireball) modelinin genel bir şematik gösterimi (www.google.com.tr/"Fireballmodel")

3.1.4.2. Gülle (Cannonball) Modeli

Gülle (Cannonball) modeli, Ateştopu modeline alternatif bir model olarak önerilmiştir. Son zamanlarda yapılan gözlemler, uzun süreli GRB Anlık-gama ışınlarının ve onların Ardıl Işımlarının SN patlamalarından yayılan ultra-relativistik jetlerle üretildiğini savunan düşünceleri destekler yönde kanıtlar sunmuştur. Bir SN patlamasında maddenin enjekte edilme mekanizması tam anlamıyla anlaşılmış değildir. Enjekte için gerekli olan kinetik enerjiyi hesaplamak için kullanılan mekanizmalar yetersiz kalmaktadır (DAR ve De RUJULA, 2000a; 2000b).

Ateştopu jet modellerinde, patlamada oluşan jetin sürekli bir akıştan oluştuğu kabul edilir. Gülle modelinde ise, uzun süreli GRB ve onların Ardıl ışınlarının sıradan içe-çöküş SN patlamalarında enjekte edilen tek tek Gülle’lerden (plazma damlacıkları, plazmoid) oluşan iki kutuplu jetlerde üretildiği kabul edilmektedir. Bu Gülleler kuasar ve mikro-kuasarlarda gözlemlendiği (Şekil 3.19) gibi karmaşık bir manyetik alan içerdikleri ve sıradan Baryonik/Hidrojenik maddeden oluştuğu farz edilir (De RUJULA, 2002a; DAR, 2005).



Şekil.3.19- XTE J1550-564 mikro-kuasarı tarafından zıt yönlerde enjekte edilen iki relativistik Gülle'nin, x -ışın bölgesinde elde edilen görüntüsü (CORBEL ve ark., 2002; De RUJULA, 2004)

Gülle (Cannonball) modelinde, her bir CB Anlık gama ışımasının ışık eğrisindeki piklerden yalnızca bir tanesine karşılık gelir. Bir SN olayı başına tipik CB sayısı kesin olarak tahmin edilmemekle birlikte, Anlık gama ışıması ışık eğrilerinden elde edilen bilgiler ışığında ortalama olarak 5-10 tane CB yayımlandığı hesaplanmıştır. Bu modelde Gama Işın Patlamalarının toplam enerjileri, enerji spektrumları, tek tek pulsaların zamana bağlılığı, kızıla kayması bilinen patlamaların Ardıl ışımaları ışık eğrileri ve spektrumları iyi bir şekilde açıklanmaktadır. Buna rağmen CB oluşum yerleri (yani patlamanın hangi safhasında oluştukları), bu Gülle'lerin büyük yarıçap ve Lorentz faktörüne ($\Gamma_{CB} \approx 10^3$) kadar hızlandırıldıkları halde varlıklarını nasıl korudukları ve bu hıza kadar ivmelendiren mekanizma anlaşılabilmiş değildir (STAFF ve ark., 2005).

Gülle modelinde bir SN olayı sadece yoğun bir nesne ve enjektenden ibaret değildir. Ata yıldızın bir kısmı yeni oluşan yoğun nesne (nötron yıldızı veya karadelik) üzerine düşecektir (De RUJULA,1987). R_* yarıçaplı ata yıldızdan, M_c kütleli yoğun nesne üzerine serbest düşme zamanı (DAR ve De RUJULA, 2000a),

$$t_{fall} \cong \pi \left[\frac{R_*^3}{8GM_c} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.40)$$

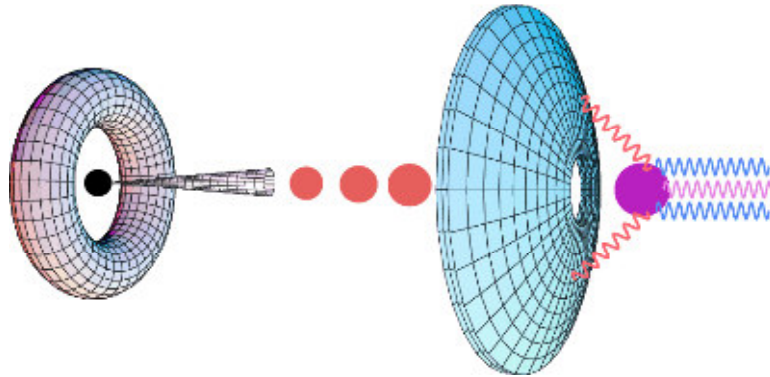
ile tanımlanır. Tipik olarak ata yıldızın yarıçapı $R_* \approx 10^{12} \text{ cm}$ ve oluşan yoğun nesnenin kütlesi $M_c \approx 1.4M_{Güneş}$ alınırsa $t_{fall} \approx 1 \text{ gün}$ olarak bulunur. Bu süre içerisinde, SN

patlamasından arta kalan dış kabuk $V_S \approx 0.1c$ hızıyla yol alarak patlama merkezinden $R_S \approx t_{fall} \cdot V_S \approx 2.6 \times 10^{14} \text{ cm}$ kadar uzaklaşmış olacaktır. Eğer yoğun nesne üzerine düşen materyalin kütlesi M_c ile kıyaslanabilir durumda ise, bu materyalin bir yörünge diski veya kalın bir torus üzerine çökeceğini varsaymak tamamen doğaldır. Bu safhada, kuasar ve mikro-kuasarlarda gözleendiği gibi, relativistik CB plazmalarından oluşan ve zıt yönlü iki tane jet enjekte edilir (Şekil 3.20) (DADO ve ark., 2002a).

Bu Gülle'lerin bileşimlerinin baryonik olduğu kabul edilir. Zıt yönlü jetler arasındaki momentumdaki dengesizlik, nötron yıldızının geniş aralıklı özel hızlarından, $V_{NS} \approx (450 \mp 90) \text{ km/s}$, sorumludur. Bu durumda jetin kinetik enerjisi, $M_{NS} \approx 1.4 M_{Güneş}$ için, $E_{jet} \approx M_{NS} V_{NS} c \approx 10^{52} \text{ erg}$ değerinden daha büyük olacaktır. Gözlemlerle uyuşması bakımından CB modelinde $E_{jet} \approx 10^{53} \text{ erg}$ değeri referans olarak ele alınır.

Patlama esnasında oluşan jet, mademki tek tek Gülle'lerden oluşuyor, o zaman toplam kinetik enerji bu Gülle'lerde depolanmalıdır. f , jet başına kaç tane CB oluştuğunu gösteren bir katsayı olmak üzere, her bir Gülle'nin enerjisi $E_{CB} \approx f E_{jet}$ olmalıdır.

Anlık-gama ışıması ışık eğrilerinde ortalama 5 ile 10 tane keskin pik (etkin puls) gözleendiğine göre, jet başına ortalama olarak 5 ile 10 tane CB oluşmuş olmalıdır. Dolayısıyla f , 1/5 ile 1/10 arasında değer alacağı için, her bir Güllenin enerjisi ortalama



Şekil 3.20. Gülle (Cannonball) modelinin tipik bir gösterimi (DADO ve ark., 2002a)

olarak $E_{CB} \approx 10^{52}$ erg referans değeri alınabilir. Bu sonuçlardan yola çıkarak CB içindeki baryonların sayısı ve CB toplam kütlesi (DAR ve De RUJULA, 2001a),

$$N_b \cong \frac{E_{CB}}{m_p c^2 \gamma} \approx 6.7 \times 10^{51}$$

$$M_{CB} \cong N_b m_p \approx 1.8 M_{\odot} \quad (3.41)$$

olarak elde edilir. Burada M_{\odot} dünyanın kütlesi, γ Güle'nin fırlatıldığı andaki Lorentz faktörüdür ve değeri 3×10^3 'tür, N_b CB içindeki protonların sayısı, m_p protonun kütlesi ve M_{CB} CB toplam kütlesidir. CB modelinde kullanılan referans parametrelerinin değerleri Çizelge 3.1'de gösterilebilir (DAR ve De RUJULA, 2001b).

Çizelge 3.1. Farklı parametrelerin referans değerlerinin tablosu. z ve θ parametreleri sadece Güle modeline özgü değil geneldir. (DAR ve De RUJULA, 2001b)

PARAMETRELER	SENBOLLERİ	DEĞERLERİ
SN kabuğunun kütlesi	M_S	$10 M_{Güneş}$
SN kabuğunun yarıçapı	R_S	$2.6 \times 10^{14} \text{ cm}$
Güle'nin çıkış hızı	γ_{OUT}	10^3
Güle'nin enerjisi	E_{CB}	10^{52} erg
Genişlemenin başlangıç değeri	β_{IN}	$1/3\sqrt{3}$
Genişlemenin son değeri	β_{OUT}	$1/\sqrt{3}$
Kızıla kayma	z	1
CB görüş açısı	θ	10^{-3} rad.

CB modelinde Anlık-gama ışımasını ve Ardıl ışımayı betimlemek için aşağıdaki tanımlamalara gereksinim duyulmaktadır. Gülle'nin lorentz faktörü, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = (E_{CB}/M_{CB}c^2)$, Gülle'nin SN kabuğuna çarpması ve bunu müteakiben yıldızlar arası ortamdan (Inter-stellar Medium,ISM) geçerken zamanla azalır. t_{SN} SN durgun çerçevesindeki yerel zaman, t_{CB} CB durgun çerçevesindeki zaman, t_{ob} Gülle'nin hareket doğrultusuna göre Gülle'yi θ açısı ile gören yakın bir gözlemcinin ölçtüğü zaman ve t ise aynı açı altında kozmolojik uzaklıkta bulunan dünyadaki gözlemci tarafından ölçülen zamandır. "x" SN durgun çerçevesinde CB tarafından alınan yol olmak üzere, bu nicelikler arasındaki bağıntılar aşağıdaki gibi yazılır (DADO ve ark., 2000; 2004);

$$\begin{aligned} dt_{SN} &= \gamma dt_{CB} = \frac{dx}{\beta c} \\ dt_{CB} &= \delta dt_{ob} \\ dt &= (1+z)dt_{ob} = \frac{1+z}{\gamma\delta} . dt_{SN} \end{aligned} \quad (3.42)$$

Burada δ Doppler faktörüdür, $\theta \ll 1$ ve $\gamma \gg 1$ yaklaşımında aşağıdaki şekilde yazmak mümkündür;

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \approx \frac{2\gamma}{(1 + \theta^2 \gamma^2)} \quad (3.43)$$

CB durgun çerçevesinde CB tarafından yayılan fotonların frekansı " ν_{CB} ", yerel SN sisteminde θ açısı yönünde ölçülen frekansları " ν_{SN} " ve kozmolojik uzaklıktaki gözlemci tarafından ölçülen frekans " ν " olmak üzere, bunlar arasındaki bağıntılar aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\begin{aligned} \nu_{CB} &= \frac{\nu_{SN}}{\delta} \\ \nu_{SN} &= (1+z)\nu \end{aligned} \quad (3.44)$$

Bu bağıntılara dayanarak, E_{CB}^γ CB tarafından yayılan ve CB durgun çerçevesindeki fotonların enerjisi, E_{SN}^γ yerel SN sisteminde θ açısı yönündeki ölçülen enerji ve E kozmolojik uzaklıktaki gözlemci tarafından ölçülen değer olmak üzere;

$$E_{CB}^\gamma = \frac{E_{SN}^\gamma}{\delta}$$

$$E_{SN}^\gamma = (1+z)E \quad (3.45)$$

bağıntıları yazılabilir (Dar ve De RUJULA, 2001b).

CB modelinde, SN kabuğunun yoğunluğu önemli bir etkidir. SN kabuğunun yoğunluğunu, SN merkezinden uzaklık ifadesi olan “ x ” ’in bir fonksiyonu şeklinde yazabiliriz. Bunun için, fotometrik, spektroskopik ve SN emisyonunun değişimi gibi gözlemsel veriler kullanılır. Gözlemler, n bir indis olmak üzere, $n=(4-8)$ arasındaki değerleri için SN kabuğunun yoğunluğu x^{-n} gibi bir güç kanunu ifadesi ile uyumluluk göstermektedir. $x > R_s$ bölgesi için SN kabuğunun yoğunluk profili fonksiyonu aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\rho(x) = \rho(R_s) \Theta(x - R_s) \left[\frac{R_s}{x} \right]^n \quad (3.46)$$

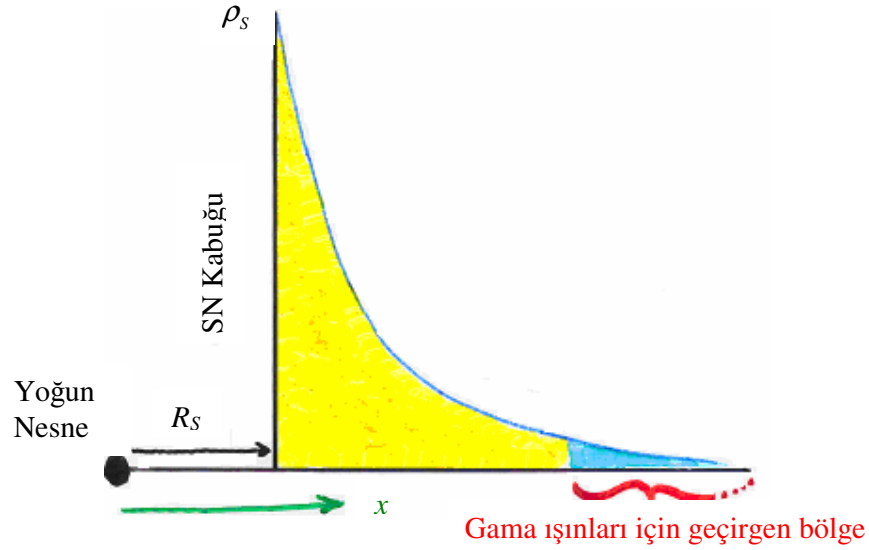
Bu fonksiyonun ölçeksiz bir gösterimi Şekil 3.21’de gösterilmektedir.

x uzaklığında CB önünde bulunan SN kabuğunun x ’e bağlı gramaj (gr/cm^2) fonksiyonu ise;

$$X_s(x) = \int_x^\infty \rho(y) dy = \frac{M_s}{4\pi R_s^2} \left[\frac{R_s}{x} \right]^{n-1} \quad (3.47)$$

ile tanımlanır.

Gülle’ler yaklaşık olarak $0.92c$ hızıyla yayıldıkları ve relativistik plazmada sesin hızı olan $c/\sqrt{3}$ ile genişlediği kabul edildiğinde, SN kabuğunu yakaladığında CB yaklaşık olarak;



Şekil 3.21. SN kabuğunun yoğunluk şeması
(www.google.com.tr/C:\CANNONBALL\A_De Rujula2.htm)

$$R_{CB} \approx R_s \frac{\beta_{in}}{\gamma_{in}} \approx 1.7 \times 10^{10} \text{ cm} \quad (3.48)$$

yarıçap değerine kadar genişleyecektir. CB-SN etkileşmesi sonucu Güle'nin SN kabuğu içinden geçerken süpürdüğü hedef (Target) madde miktarı ise;

$$M_T \approx \pi R_{CB}^2 X_S(x) \quad (3.49)$$

ile belirlenir. $x \approx R_s$ için (3.47) denklemi, $X_S(x) \approx M_S / 4\pi R_s^2$ olur. Bu ifade ve (3.48) denklemi, (3.49)'da yerine yazılırsa;

$$M_T \approx M_S \frac{\beta_{in}^2}{4\gamma_{in}^2} \approx 2.8 \times 10^{-3} M_{Dünya} \quad (3.50)$$

değeri elde edilir ($M_{Dünya} = 5.98 \times 10^{27} \text{ gr}$).

CB durgun referans sisteminden bakıldığında SN kabuğunu oluşturan madde CB üzerine γ_{in} Lorentz faktörü ile çarpacaktır. Bir CB için ortalama yoğunluk, (3.41) ve (3.48) denklemleri yardımı ile $\rho \approx 1.8 \times 10^{-4} \text{ grcm}^{-3}$ olarak bulunur. Bu yoğunlukta

nükleon-nükleon etkileşme uzunluğu, N_A Avagadro sayısı ve $\sigma_{pp}^{TOT} \approx 40 \text{ mb}$, TeV enerji miktarında proton-proton etki kesiti olmak üzere, $\lambda_{CB} \equiv [N_A \sigma_{pp}^{TOT} \rho]^{-1} \approx 2.2 \times 10^5 \text{ cm}$ olur. (3.48) denkleminde bulunan R_{CB} yarıçap değeri, λ_{CB} 'den çok büyüktür. Bu durum, CB tarafından süpürülen SN kabuğu bölgesindeki tüm nükleonların çarpışacağı anlamına gelir.

SN kabuğunun durgun referans sisteminden bakıldığında ise, CB içindeki yüksek enerjili nükleonlar, sahip oldukları enerjinin yaklaşık $2/3$ 'ü π^+ -mezonlarının üretimine harcayacaktır. SN kabuğunun yoğunluğu referans parametreleri için $\rho_s \equiv M_s / 4\pi R_s^3 \approx 10^{-10} \text{ grcm}^{-3}$ olur. Bu değer için nükleon-nükleon etkileşme uzunluğu, $\lambda_s \approx 5.10^{11} \text{ cm}$ olur ki bu değer kabuğun derinliğinden (R_s) çok küçüktür. Dolayısıyla hem CB hem de SN kabuğu radyasyon uzunluklarına göre kalındırlar. Etkileşmeler sonucu oluşan elektronlar (μ -mezonu bozunumundan) ve fotonlar (π^0 -mezonu bozunumundan) orijinal nükleonun enerjisinin yaklaşık olarak $1/3$ 'nü depolayacaklardır. Geriye kalan enerji ($2/3$ 'ü) ise oluşan nötrinolarla taşınır.

CB içindeki radyasyon basıncı çok büyük olduğundan, kendi referans sistemine göre, $\beta_s c_s$ radyal hızıyla genişlemeye devam edecektir. CB, SN kabuğunu delip yıldızlar arası ortama (ISM) geçtiğinde sahip olduğu radyasyona karşı geçirgen duruma gelecek ve bundan sonra Anlık-gama ışımasını oluşturacaktır. Bu safhada Güle'nin eriştiği yarıçap;

$$R_{trans} \equiv \left[\frac{3}{4\pi} N_{CB} \sigma_T \right]^{\frac{1}{2}} \approx 10^{13} \text{ cm} \quad (3.51)$$

olur. Burada $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ Thomson tesir kesitidir. Dolayısıyla CB, kendisini oluşturan Ata SN merkezinden;

$$r_r \approx \frac{\sqrt{3} \mathcal{R}_{trans}}{\beta_s} \approx 6.9 \times 10^{15} \text{ cm} \quad (3.52)$$

kadar uzaklaşmış olacaktır. (DAR ve De RUJULA, 2004).

Anlık-gama emisyonu, FB modelinin tersine, CB plazması içindeki elektronlar yoluyla, SN kabuğu yakın çevresindeki ışığın Ters-Compton saçılması (ICS) ile son derece iyi bir şekilde açıklanmaktadır.

Bir GRB olayındaki Anlık-gama ışınlarının dN/dE enerji dağılımı (spektrumu), hareketli CB içindeki elektronlar ile çevredeki düşük enerjili ($\hbar\nu \ll m_e c^2$) fotonların (dN/dE_i enerji dağılımına sahip) Ters-Compton saçılması yoluyla elde edilir. Başlangıçta çevredeki ışımanın sayı yoğunluğu (spektrumu) yaklaşık olarak, T_i sıcaklığındaki zayıf bir Frenleme ışıması (ısısal Bremsstrahlung) spektrumu ile tarif edilebilir (DAR ve De RUJULA, 2004):

$$\frac{dN}{dE_i} \propto \frac{1}{E_i} \exp\left(-\frac{E_i}{T_i}\right) \quad (3.53)$$

Diğer taraftan, CB içindeki elektronların enerji dağılımı (veya Lorentz faktörü) iki bileşene sahiptir. Birincisi, CB ile birlikte eş yönlü harekette bulunan ve CB durgun referans sistemine göre relativistik harekette bulunmayan, CB elektronlarının büyük bir kısmının oluşturduğu bileşendir. İkincisi ise, yaklaşık olarak bir güç kanunu dağılımına uygun olarak hızlandırılan elektronların oluşturduğu bileşen. γ_e elektronların Lorentz faktörü olmak üzere, CB referans sisteminde elektronların toplam sayı yoğunluğunun γ_e 'ye bağlı dağılımları,

$$\frac{dN}{d\gamma_e} \propto \delta(\gamma_e' - 1) + \frac{b'}{(\gamma_e')^{\tilde{p}}} \quad (3.54)$$

ile ifade edilir. Burada b' önceden kestirilemeyen bir sabittir. \tilde{p} ise $\tilde{p} \approx 2.2$ değerinden $\tilde{p} \approx 3.2$ değerine kadar değişebilen spektral indistir.

SN durgun referans sisteminde, CB ile eş yönlü hareket yapan elektronların dağılımları $dN/d\gamma_e = \delta(\gamma_e - \gamma)$ şeklindedir. Bu çerçevede Compton saçılmasına uğrayan fotonun ortalama enerjisi $\bar{E}(E_i) = (4/3)\gamma\delta E_i \langle 1 + \cos\theta_i \rangle$ olur. θ_i görüş açısıdır. Uygun bir dağılım için bu ortalama değerini yerine yazılabilecek ifade;

$$\frac{dN}{dE} \propto \frac{1}{E} \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \quad (3.55)$$

ile betimlenir. Burada T kozmolojik kıvılcık kaymayı kapsayan sıcaklık değişimi ifadesidir ve

$$T \equiv \frac{4}{3} T_i \frac{\gamma \delta}{1+z} \langle 1 + \cos \theta_i \rangle \quad (3.56)$$

şeklinde tarif edilir. (3.55) ve (3.56) denklemlerinden şu sonuç çıkarılabilir: hedef fotonların dağılımı, elektronların Ters-Compton saçılması sonucunda, başlangıçtaki dağılıma benzer fakat daha yüksek enerjilere sahip olabilecekleri anlamına gelir (DAR ve De RUJULA, 2004).

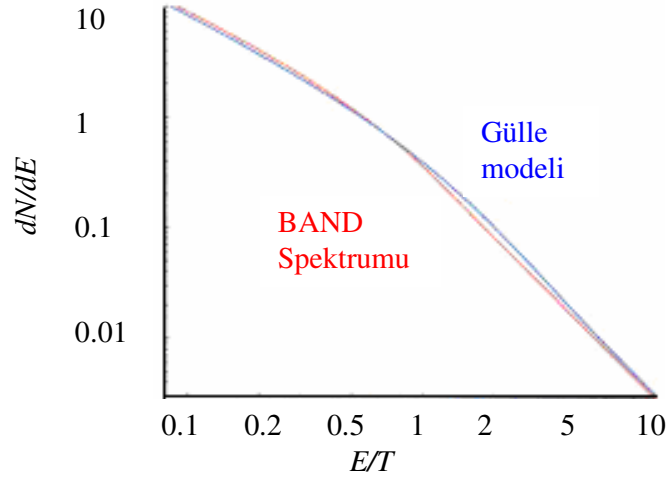
Denklem (3.54)'deki gibi güç yasası dağılımına sahip elektronlar tarafından Ters Compton saçılması olayı, CB durgun referans sisteminde şöyle açıklanabilir: Güle'ye göre, çevredeki fotonlar, $\theta \approx 1/\gamma$ açıklık açısına sahip dar bir koni içinde Güle'ye doğru demetler halinde yönelecektir (HARWIT, 1973). Bu fotonlar da (3.53) denklemindeki gibi benzer bir dağılıma sahiptir. Bunun için, $T_i \rightarrow \gamma T_i$ dönüşümü yapılarak $dN/dE'_i \propto (1/E'_i) \exp(-E'_i/\gamma T_i)$ yazılabilir. Bu fotonlar, farklı γ_e 'ye sahip elektronlarla çarpışacaklardır. Dolayısıyla çarpışmalar da farklı açılarda gerçekleşecektir. Basit bir yaklaşım altında saçılan fotonun ortalama enerjisi $\bar{E}'(E'_i) = (4/3) \gamma_e^2 E'_i \langle 1 + \cos \theta_i \rangle$ olur. Buna uygun bir enerji dağılımı ise,

$$\frac{dN}{dE'} \propto \frac{1}{E'} \int_1^{\infty} \frac{d\gamma_e}{(\gamma_e)^p} \exp\left[-\frac{3E'}{4\gamma T_i \langle 1 + \cos \theta_i \rangle \gamma_e^2}\right] \quad (3.57)$$

şeklinde dir. Elde edilen bu spektrum ifadesinde $T_i \rightarrow \delta(1+z)^{-1} T_i$ dönüşümü yapılarak denklem (3.55) ile birlikte tekrar düzenlenirse, bir GRB olayında gözlenen Anlık-gama ışımasının spektrumu elde edilmiş olur (DAR ve De RUJULA, 2004):

$$\frac{dN}{dE} \propto \left(\frac{T}{E}\right)^\alpha \cdot \exp\left[-\frac{E}{T}\right] + b \left(1 - \exp\left[-\frac{E}{T}\right]\right) \left(\frac{T}{E}\right)^\beta \quad (3.58)$$

Burada b boyutsuz bir sabit, α ve β ise sırasıyla, düşük ve yüksek enerjili fotonların enerji spektrumlarının indisleridir ve $\alpha \approx 1$, $\beta \approx 2,1$ değerlerine sahiptir. (3.58) denkleminin Güllenin genişleme oranından, baryon sayısından, geometrisinden ve yoğunluğundan bağımsız olduğunu vurgulamak önemlidir. Bu bağıntının bir diğer önemli özelliği, empirik bir bağıntı olan Band spektrumu ile büyük bir uyum içinde olmasıdır. Her iki spektral fonksiyonun çizimi Şekil 3.22’de verildiği gibidir (De RUJULA, 2004).

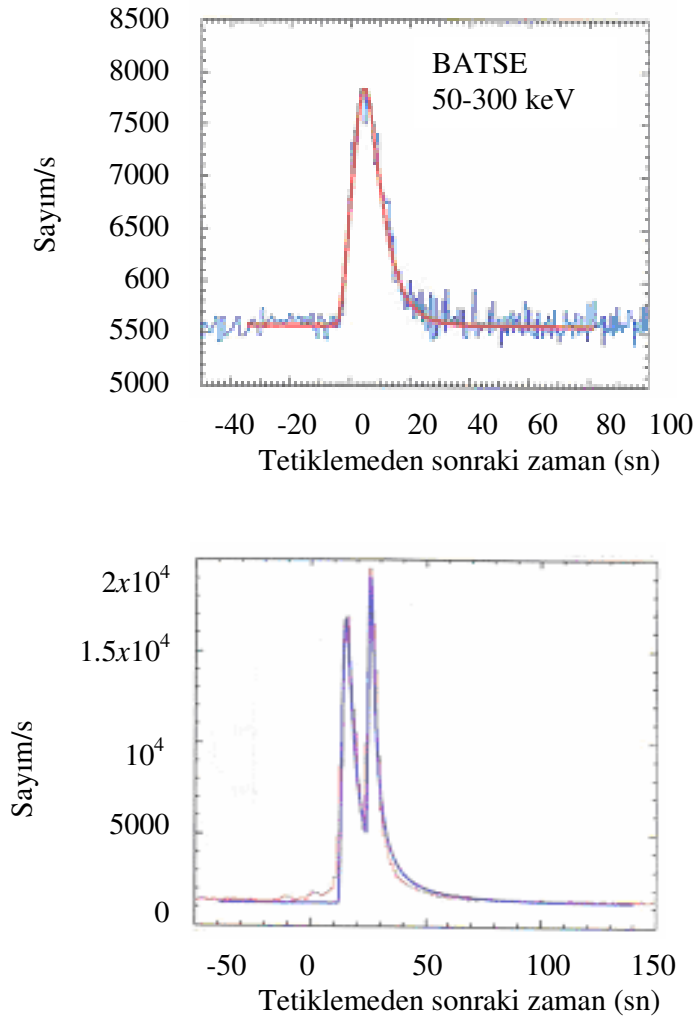


Şekil 3.22. Gülle (Cannonball) modeline göre öngörülen spektrum ile BAND spektrumunun karşılaştırılması (De RUJULA, 2004)

Herhangi bir Anlık-gama ışımasına ait ışık eğrisi (light curve) CB modeline göre,

$$\frac{dN}{dt} = \exp\left[-\left(\frac{t_1}{t}\right)^m\right] \cdot \left\{1 - \exp\left[-\left(\frac{t_2}{t}\right)^n\right]\right\} \quad (3.59)$$

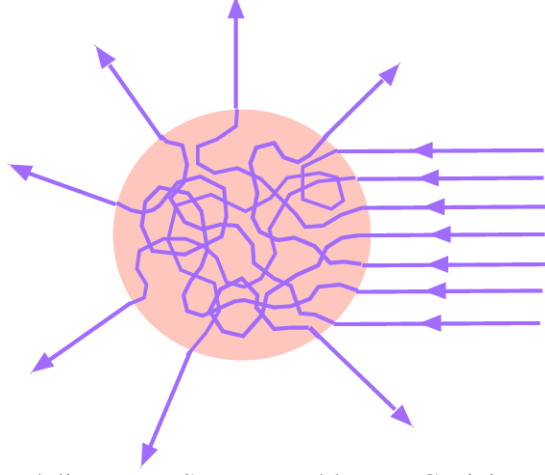
“tahmini puls şekli” fonksiyonu ile belirlenir. Anlık-gama ışıması ışık eğrilerinin genel yapısı olan “FRED” ile büyük bir uyum içindedir (DAR, 2005). Burada “N” gözlenen toplam foton sayısı, “t” pulsun başlama zamanı, “t₁” yükseliş zamanı ve “t₂” ise düşüş zamanını ifade eder. Şekil 3.23’te GRB980425 ve GRB030329 patlamalarına ait gözlemsel ve CB modelinin tahmini ışık eğrileri birlikte verilmiştir.



Şekil 3.23. CB modeline göre Anlık-gama ışımasına ait ışık eğrilerinin gözlemlerle karşılaştırılması (DAR, 2005)

Anlık-gama ışımasından sonra CB sahip olduğu iç radyasyon basıncı azalır. CB yıldızlar arası ortamdan geçerken, yolu üzerinde bulunan ISM parçacıklarını (genellikle e⁻ ve p), sahip olduğu karmaşık magnetik alan nedeni ile kendi içine toplayıp tekrar ISM

ortama dağıtacaktır. ISM parçacıklarının bu şekilde çoklu saçılmaları CB ile çarpışmasız bir şekilde gerçekleşir. CB referans sistemine göre tekrar ISM ortamına gönderilen bu parçacıklar izotropik bir şekilde yayılırlar. Bu durum aşağıdaki Şekil 3.24'te gösterilmiştir (DADO ve ark., 2002a).



Şekil 3.24. CB modeline göre ISM parçacıklarının CB içine girip, izotropik bir şekilde tekrar ISM ortamına dağılırlar (DADO ve ark., 2002a)

Tekrar ISM ortamına yayılan protonlar, Güle'nin genişlemesine karşı, içeriye doğru bir basınç etkisi yaratacaklardır. Bu ters basınç etkisi, sabit " n_p " ISM proton yoğunluğu ve sabit γ lorentz faktörü yaklaşımı altında, CB asimptotik yarıçapa yani maksimum yarıçapa ulaşıp genişlemesi duracaktır. Güle'nin ulaşabileceği maksimum yarıçap uzunluğu şu şekilde tanımlanmaktadır (DADO ve ark., 2002a);

$$R_{\max}^3 \cong \frac{3N_b \beta_{trans}^2}{2\pi n_p \gamma_0^2} \quad (3.60)$$

CB modelinin tipik parametreleri olan $N_b \cong 10^{50}$, $\gamma_0 \approx 10^3$, $\beta_{trans} \approx 1/3\sqrt{3}$ ve $n_p \approx 1 \text{ cm}^{-3}$ değerleri için $R_{\max} \cong 2.2 \times 10^{14} \text{ cm}$ olarak bulunur.

CB yıldızlar arası ortamda (ISM) sabit yarıçap ile yoluna devam ederken, ISM parçacıkları ile çarpışacağından yavaşlamaya başlayacaktır. " x " Güle'nin Ata yıldızdan uzaklığını göstermek üzere, sahip olduğu Lorentz faktörü $\gamma \equiv \gamma(x)$, x ile azalacaktır.

Güllenin yolu boyunca yıldızlararası ortamın (ISM) yoğunluğu “ n ” sabit olduğu varsayımı altında $\gamma(x)$ değişimi relativistik enerji-momentum korunumundan bulunur (DAR ve ark., 2002b; 2004; DAR ve De RUJULA, 2000b).

$$M_{CB}d\gamma = -m_p \pi R_{\max}^2 n_p \gamma^2 dx \quad (3.61)$$

Denklemden $N_b \equiv M/m_p$ ve $dx = c\gamma\delta(1+z)^{-1}dt$ ifadeleri yerlerine yazılıp integre edilirse;

$$\frac{1}{\gamma^3} - \frac{1}{\gamma_0^3} + 3\theta^2 \left[\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma_0} \right] = \frac{6ct}{(1+z)x_\infty} \quad (3.62)$$

elde edilir. Burada $x_\infty \equiv (N_b/\pi R_{\max}^2 n_p)$ uzunluk boyutunda olup yavaşlama parametresidir. (3.62) denkleminin reel kökü alındığında, γ 'nın zamanla değişimi bulunmuş olur;

$$\gamma \equiv \gamma(\gamma_0, \theta, x_\infty; t) = \frac{1}{B} \left[\theta^2 + C\theta^2 + \frac{1}{C} \right] \quad (3.63)$$

şeklinde bulunmuş olur. Burada C ve B parametreleri sırasıyla, $C \equiv 2^{1/3} \left(B^2 + 2\theta^6 + B\sqrt{B^2 + 4\theta^6} \right)^{-1/3}$ ve $B \equiv \gamma_0^{-3} + 3\theta^2 \gamma_0^{-1} + 6ct(1+z)^{-1} x_\infty^{-1}$ değerlerine sahiptir. Yolu boyunca Güle'ye çarpan ve içine giren ISM elektronları, Güle'nin kaotik manyetik alanının etkisi altında sinkrotron ışınması yapacaklardır. Bu ışınma Güllenin Ardıl ışınmasını oluşturur. $E_b = \gamma(t)m_e c^2$, elektronların CB durgun referans sistemindeki enerjilerine eşit olan “bükülme (bend) enerjisi” olmak üzere, elektronlar kırılma güç yasası enerji dağılımına sahip olurlar. Dolayısı ile, CB durgun referans sistemindeki elektronların sinkrotron radyasyonu aşağıdaki enerji akı yoğunluğuna sahip olur (DAR ve ark., 2002c):

$$F_{CB}[\nu, t] \cong f_0 \frac{(p-2)[\gamma(t)]^2 n_p m_e c^3 \left[\frac{\nu}{\nu_b} \right]^{-1/2}}{(p-1)\nu_b \sqrt{1 + \left[\frac{\nu}{\nu_0} \right]^{(p-1)}}} \quad (3.64)$$

Burada f_0 normalizasyon sabiti, $p \approx 2.2$ hızlandırılan elektronun spektral indisi, n_p ISM baryon yoğunluğudur. ν_b bükülme frekansı olarak tarif edilir ve CB referans sisteminde aşağıdaki değeri alır (DADO ve ark., 2002c);

$$\nu_b \cong 1.9 \times 10^3 \text{ Hz} [\gamma(t)]^3 \left[\frac{n_p}{10^{-3} \text{ cm}^3} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.65)$$

Dolayısıyla, kozmolojik uzaklıklarda bulunan bir gözlemci tarafından gözlenen CB Ardıl ışınım spektral enerji yoğunluğu;

$$F_{CB}^{obs}[\nu, t] \cong \frac{A(\nu, t)(1+z)[\delta(t)]^3}{4\pi D_L^2} F_{CB} \left[\frac{(1+z)\nu}{\delta(t)}, \frac{\delta(t)t}{(1+z)} \right] \quad (3.66)$$

ile bulunur. Burada $A(\nu, t)$, görüş çizgisi boyunca CB radyasyonunda meydana gelen toplam sönüm miktarıdır. Bu etki gözlemlerden tayin edilmektedir. D_L ise parlaklık (luminosite) uzaklığıdır.

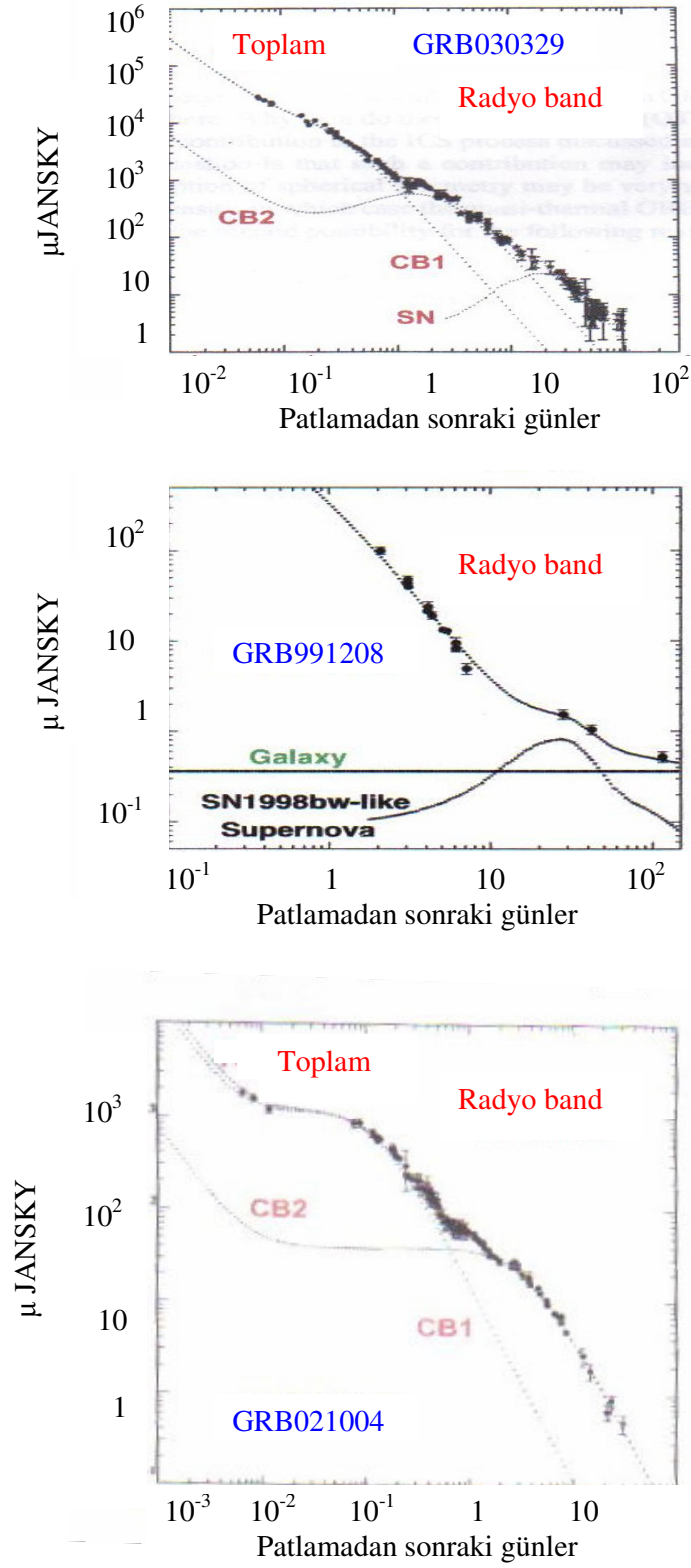
CB modelinde bir GRB olayında gözlenen Ardıl ışınım üç bölgeden kaynaklanmaktadır; Gülle'den gelen katkı, ilişkili Süpernovadan gelen katkı ve patlamanın meydana geldiği ev sahibi (host) galaksiden gelen katkı. Gülle'den gelen katkı (3.66) denklemi ile verilir. $z_{bw} = 0.0085$ kıızıla kayma oranına sahip SN1998bw süpernova patlamasının enerji akı yoğunluğu, $F_{bw}[\nu, t]$, baz alınarak, "z" kıızıla kayma oranına sahip benzer bir Süpernova patlamasının Ardıl ışımaya katkısı olan enerji akı yoğunluğu:

$$F_{SN}[\nu, t] = \frac{1+z}{1+z_{bw}} \frac{D_L^2(z_{bw})}{D_L^2(z)} A(\nu, z) F_{bw} \left[\frac{\nu(1+z)}{1+z_{bw}}, \frac{t(1+z_{bw})}{1+z} \right] \quad (3.67)$$

ile belirlenir. Ev sahibi galaksinin katkısı ise, genellikle CB ve SN katkılarının ihmal edilebilecek kadar azaldığında, gözlemlerden hesaplanır. Böylece CB modeline göre, GRB Ardıl ışımlarının uygun ışık eğrileri ve spektrumları bu katkılarının toplamı şeklinde aşağıdaki ifade ile bulunur:

$$F_{AG} = F_{CB} + F_{SN} + F_{HG} \quad (3.68)$$

CB modeli çerçevesinde elde edilen (3.68) bağıntısının, üç farklı patlamaya ait rayda dalgaları bandında yapılan gözlemlerle olan uyumluluğu Şekil 3.25'te verilmektedir. Şekillerdeki dikey eksen, μJANSKY biriminde yazılan, akı yoğunluğunu temsil etmektedir ($1 \text{ Jansky} = 10^{-26} \text{ watt} \times \text{m}^{-2} \times \text{s}$). Yatay eksen ise patlamadan sonra gün olarak zamanı göstermektedir.



Şekil 3.25. CB modelinin kuramsal eğrileri ve gözlemsel verilerin karşılaştırılması (DADO ve ark., 2003)

Aşağıdaki Çizelge 3.2’de CB modelinde Ardıl ışınımları hesaplanan kızıla kayması bilinen Gama Işın Patlamalarının listesi verilmiştir.

Çizelge 3.2. Gülle modeli ile uyum içinde olan patlamaların listesi
(DAR ve De RUJULA, 2004)

Patlama Adı	Kızıla Kayması (z)	Görüş Açısı (θ)	Lorentz Faktörü (γ)	Doppler kayması (δ)
GRB970228	0.695	1.69	540	590
GRB970508	0.835	2.51	1123	325
GRB970828	0.958	0.86	1123	1163
GRB971214	3.418	0.71	999	1331
GRB980425	0.00085	7.83	495	62
GRB980703	0.966	0.95	779	1004
GRB990123	1.600	0.46	1204	1630
GRB990510	1.619	0.26	1009	1889
GRB990712	0.434	0.75	948	1259
GRB991208	0.700	0.11	1034	2041
GRB991216	1.020	0.40	906	1598
GRB000131	4.500	0.10	1200	2365
GRB000301c	2.040	2.32	1061	300
GRB 000418	1.119	2.06	1241	329
GRB 000911	1.060	0.29	800	1516
GRB 000926	2.066	0.74	787	1521
GRB 010222	1.474	0.47	1178	1813
GRB 010921	0.451	0.15	1013	1980
GRB 011121	0.360	0.10	1222	2405
GRB011211	2.141	1.16	824	862
GRB 020405	0.690	0.42	645	1201
GRB 020813	1.225	0.58	1128	1587
GRB 021004	2.330	1.47	1403	542
	2.330	1.47	1259	576
GRB 021211	1.006	1.76	262	431
GRB 030226	1.989	1.14	824	876
GRB030329	0.168	2.25	1652	222
	0.168	2.10	1087	362

3.1.5. Gama Işın Patlamaları (GRB's) ile İlişkilendirilen Astrofiziksel Olaylar

Gama Işın patlamaları (GRB) açığa çıkardıkları muazzam enerji nedeni ile bazı gizemli Astrofiziksel olaylarla ilişkilendirilmiştir. Çok yüksek enerjili kozmik ışınlar (UHECR's), Gravitasyonel dalgalar (GW's), yüksek enerjili nötrinolar, kuantum kütle çekimi (Quantum-gravity) etkileri (AMELINO, 2003; AMELINO ve ark., 2005), Lorentz değişmezliğinin ihlali (PAVLOPOULOS, 2005; MARTINEZ ve PIRAN, 2006) gibi olaylar, yüksek enerjilere gereksinimleri dolayısıyla, Gama Işın Patlamaları çerçevesinde tekrar ele alınmaya başlanmıştır.

Bu çalışmada sadece çok yüksek enerjili kozmik ışınların ve gravitasyonel dalgaların bu patlamalarla ilişkileri üzerine yapılan çalışmalar özetlenecektir.

3.1.5.1. Çok (Ultra) Yüksek Enerjili Kozmik Işın (UHECR)-Gama Işın Patlamaları (GRB's) arasındaki İlişki

Kozmik ışınlar, çok büyük bir yüzdesi protonlar olmak üzere atom çekirdekleri ve elektronlardan oluşan çok yüksek enerjili parçacıklar olarak tanımlanır. 20. yüzyılın başından itibaren ışımalara duyarlı dedektörlerin yapımı yeni keşiflerin yapılmasına katkıda bulunmuştur. 1912'de Victor HESS adındaki Avustralyalı fizikçi, atmosfere fırlatılan balonların içerisine yerleştiği dedektörlerle yerden oldukça yüksek bölgelerde yüklü ve enerjik parçacıkların olduğunu saptadı (LONGAIR, 1981).

Kozmik ışınların genel olarak Galaksi içi (kendi galaksimiz, intergalactic) ve Galaksi dışı (extragalactic) olmak üzere iki bölgeden kaynaklandığı kabul edilir. Diğer taraftan kozmik ışınlar hareketleri sırasında, yolları üzerindeki madde ile çarpışırlar. Bu nedenle atmosferin dışında oluşan kozmik ışınlar "Birincil (Primary)", atmosferdeki etkileşmelerden dolayı oluşan kozmik ışınlar ise "İkincil (Secondary)" kozmik ışınlar olarak adlandırılır (LONGAIR, 1981).

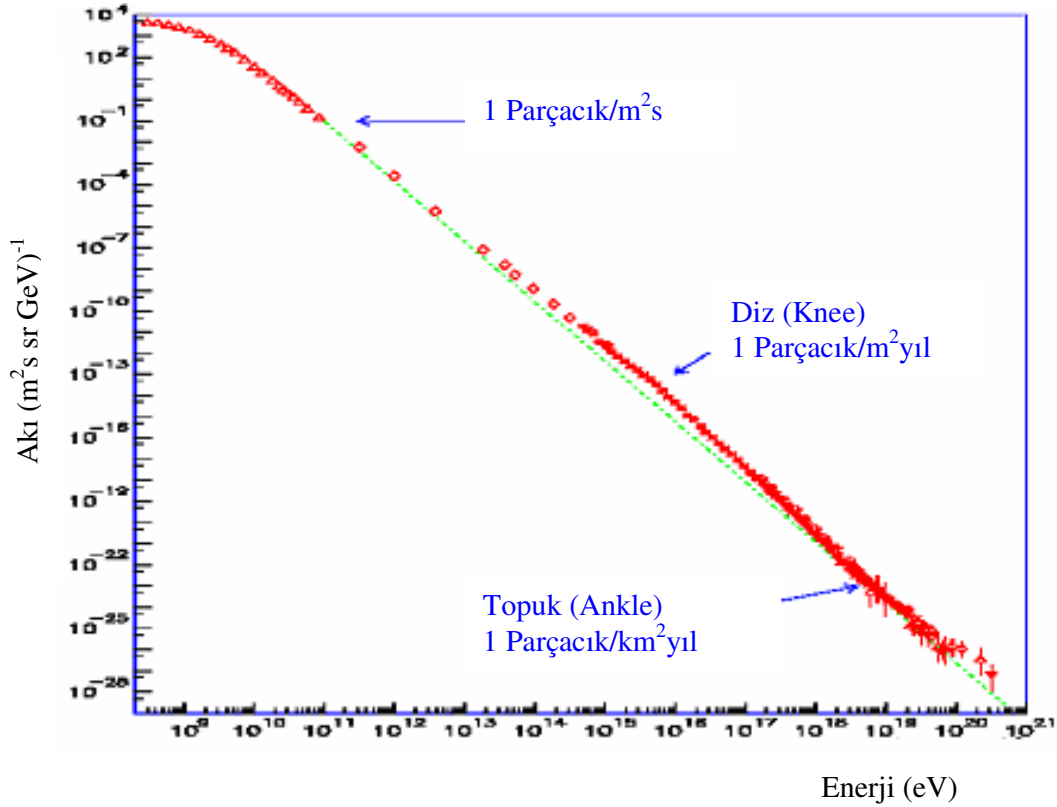
Evrendeki kozmik ışınların oluşumu için gerekli koşulları şöyle sıralanabilir (LONGAIR);

- Her şeyden önce sürekli tanecik üreten bir kaynağa ihtiyaç vardır.

- Henüz yeterli bir hıza ve enerjiye ulaşmamış olan parçacıkları belirli bir enerjiye ulaştıran bir mekanizma olmalıdır.
- Parçacıkları her yöne izotropik olarak dağıtan bir mekanizma olmalıdır (10^{10} eV'den daha büyük enerjiye sahip kozmik ışınlar izotropik olarak dağılmışlardır. Daha düşük enerjili kozmik ışınlar ise izotropik özellik göstermezler).
- Yeterli hız ve enerjiye ulaşan kozmik ışınları, içerisinde depolayan bir mekanizma olmalıdır.

Kozmik ışınların farklı uydulardan elde edilen toplam spektrumu aşağıdaki gibidir (www.telescopearray.org/images/spec0.gif)

Kozmik ışınlar uzayda yol alırken evreni dolduran düşük enerjili ($\approx 7 \times 10^{-4}$ eV) mikrodalga fon ışıması fotonları ile çarpışarak enerjilerini yitirirler. Einstein'ın özel görelilik kuramına göre bizim Galaksimizin dışındaki bir kaynaktan (başka bir



Şekil 3.26. Kozmik ışınlar ait spektrum (www.telescopearray.org/images/spec0.gif)

galaksiden) çıkıp, Dünya'ya gelen kozmik ışınlar, o kadar fazla sayıda çarpışmaya maruz kalırlar ki, bunların gözlenen maksimum enerjileri yaklaşık olarak 10^{19} eV olabilir. Bu üst sınır ilk defa Greisen, Zatsepin ve Kuzmin (1966) tarafından öngörüldüğü için "GZK-kesilimi" adı verilmektedir (GREISEN, 1966; ZATSEPIN ve KUZMIN, 1966). Elde edilen gözlem verileri bu sınıra uymaktadır. Fakat son 10 yıldır, Japonya'nın Tokyo Üniversitesindeki Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) dedektörü tarafından elde edilen gözlem verileri, bu üst sınırın üzerinde enerjiye sahip parçacıkların da olabileceğine işaret etmektedir. Teorik olarak bunların, enerjilerini yitirmemiş olmaları için kaynaklarının bizim Galaksimizde olması gerekir. Ancak, Astronomlar tarafından yapılan yoğun gözlemlere rağmen, kendi Gökadamızda böylesine bir kaynağa rastlanmamıştır. Buradan iki önemli sonuç çıkmaktadır. Ya AGASA dedektörüne ait gözlem verileri yanlıştır ya da Einstein'ın özel görelilik teorisi yanlıştır. Einstein'ın özel görelilik teorisine göre uzayın her yönde aynı olması gerekir. Ancak parçacıklar bazı yönlerde doğru daha kolay yol alması durumunda, GZK limitini aşabileceklerdir.

Galaksi dışı (extragalactic) kozmik ışınlar, şimdiye kadar doğrudan gözlemsel bir kanıt elde edilmemesine rağmen, Gama Işın Patlaması evresinde oluşmuş olabileceği teorik olarak kabul edilmektedir (WICK ve DERMER, 2004; SCUILY ve STECKER, 2002; STECKER, 2000). Ateştopu modeli çerçevesinde yapılan hesaplamalara göre Ultra yüksek enerjili kozmik ışınların "iç şoklarda" üretilebileceği öngörülmüştür (GUPTA, 2005). Genişleyen ultra-relativistik madde kabukları farklı hızlarda hareket ederler ve birbirleri ile çarpışırlar (iç şoklar). Eğer ultra-relativistik kabuğun genişleme zamanı sinkrotron ışınması zamanından daha uzun ise protonlar tüm enerjilerini yitirirler. Diğer taraftan, eğer sinkrotron zamanı genişleme zamanından daha uzun ise bu defa, protonlar sadece belli bir miktar enerjilerini yitirirler ve kabuktan kaçabilirler. Kaçan bu protonlar Dünya'da gözlenen UHECR spektrumunu oluşturabilirler. $dV = R^3(z)r^2 dr d\Omega$ hacim elemanına sahip bir küre içerisinde gözlenen UHECR akısı aşağıdaki gibidir (WICK ve DERMER, 2004; STECKER, 2002);

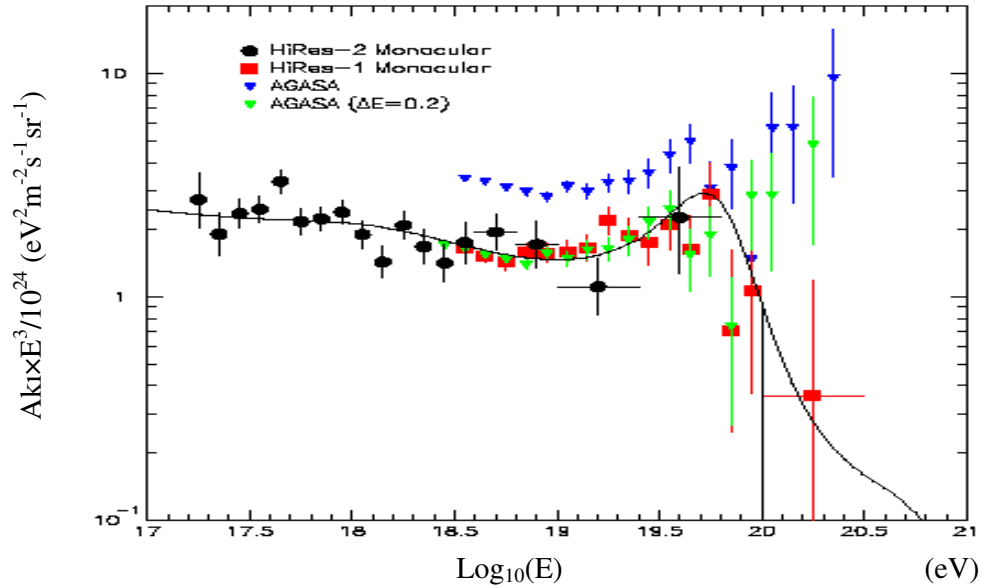
$$\frac{dJ(E)}{dE} dE = \frac{F(E_0, z) dE_0 n(z) dV}{(1+z) 4\pi R_0^2 r^2} \quad (3.69)$$

Burada $F(E_0, z)$, z kıvıla kayma değeriindeki E_0 enerjisi ile yayınlanan parçacıkların akısıdır. $n(z) = n_0(1+z)^{(3+q)}$ ile tanımlanan terim ise GRB olaylarının meydana gelme yoğunluğudur. $R(z) = (cdt/dr)$ ile tanımlanan boyutsuz bir katsayı ve $R_0 \approx c/H_0$ ifadesi ise Hubble uzaklığını gösterir. Bu kuramsal spektrum ve elde edilen gözlemsel verilerin bir karşılaştırılması Şekil 3.27’de verilmiştir. Teorik spektrum sadece AGASA verileri ile uyuşmamaktadır.

3.1.5.2. Gravitasyonel Dalga (GW)-Gama Işın Patlamaları (GRB’s) arasındaki İlişki

Kütle çekimi (Gravitasyon), Evrendeki 4 temel kuvvetin en zayıfı olmasına rağmen, Evrenin büyük ölçekteki yapısını ve davranışını belirleyen bir kuvvettir.

Yüklü parçacıklar elektrik veya manyetik alanlarda ivmelendirildiklerinde elektromagnetik dalgalar yayarlar. Bu dalgalar enerji ve momentum taşırlar, ışık hızında

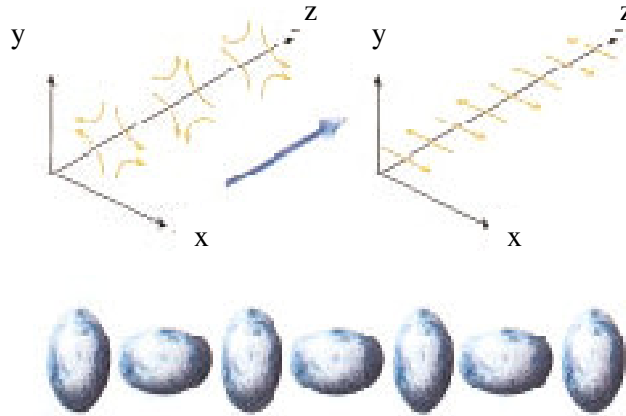


Şekil 3.27. Farklı dedektörlerden alınan gözlem verilerinin (3.69) denklemi ile karşılaştırılması

yol alırlar (GRIFFITHS, 1996). Benzer şekilde gravitasyonel alanlarda ivmelendirilen cisimler de “Gravitasyonel Dalgalar” olarak adlandırılan zayıf radyasyonlar yayırlar. Bu, Einstein’ın genel görelilik kuramının önemli bir öngörüsüdür. Gravitasyonel dalgalar elektromagnetik dalgalara benzer şekilde enerji ve momentum taşırlar ve ışık hızında yayılırlar. Yine elektromanyetik dalgalar gibi kutuplanırlar (polarize olurlar). Yalnız elektromanyetik dalgalar tek düzlemde polarize olurken gravitasyonel dalgalar birbirlerine dik iki düzlemde polarize olurlar (ROSE, 1973). Dolayısıyla gravitasyonel dalgalar uzayı dört kutuplu bir biçimde, aynı anda iki eksen üzerinde uzatıp kısaltırlar. Örneğin, Dünya’ya çarpan bir gravitasyonel dalganın kaynağında bulunan bir gözlemciye göre Dünya’nın şekli Şekil 3.28’de gösterildiği gibi büzölmelere uğrayacaktır.

Gravitasyonel dalgalar ile elektromagnetik dalgalar arasındaki bir diğör önemli fark, elektromanyetik dalgalar tek tek yüklü parçacıktan yayılırken, gravitasyonel dalgalar kaynaklarının hacimsel hareketlerinden dolayı yayılırlar (SCHUTZ, 2000). Elektromanyetik alanın taşıyıcı parçacığı foton iken gravitasyonun taşıyıcı parçacığı graviton olarak adlandırılır.

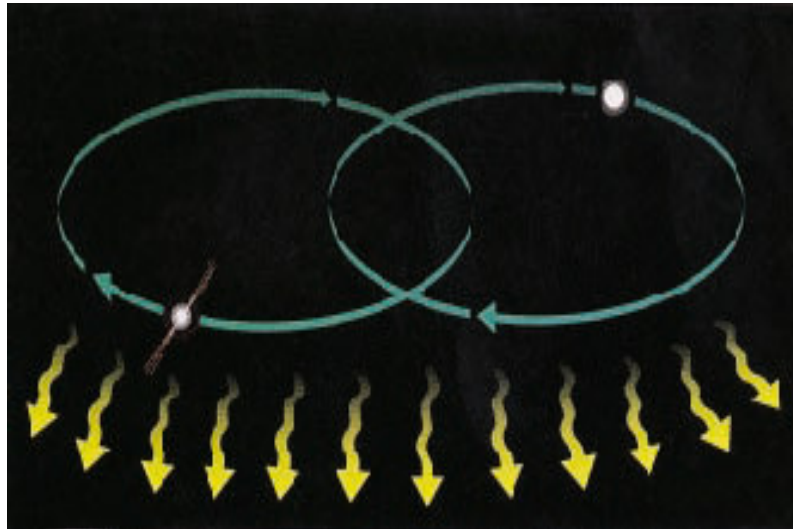
NS-NS, NS-BH, BH-BH gibi çift yoğun nesnenin birleşmesi ile büyük kütleli yıldızların yaşamlarının sonlarına doğru içe çöküş olayında gravitasyonel dalgalar



Şekil 3.28. Gravitasyonel dalgalar ile elektromagnetik dalgaların karşılaştırılması (üstte). Dünya’ya çarpan gravitasyonel dalganın yarattığı etki (altta) (GÜRDİLEK, 2000)

yayılabileceği genel görelilik kuramı çerçevesinde uzun süredir kabul edilen bir olgudur. Benzer sistemlerin ayrıca Gama Işın Patlamalarının Kaynakları (Ataları) olabileceği Ata modellerinde açıklanmıştı. Bu nedenle, gravitasyonel dalgaların Gama Işın Patlamalarına eşlik edeceklerini beklemek akla uygun bir düşüncedir (PIRAN, 2001; FINN, 1999). Fakat bu ilişkilendirme doğrudan değildir. Çünkü Gama Işın Patlamalarının kendilerinin yarattığı gravitasyonel radyasyon pulslarının olduğu kabul edilir. Bu pulsların, madde jetlerin relativistik hızlara kadar ivmelendirildiği sırada oluştuğu kabul edilir (PIRAN, 2004). Ama bu sinyaller zayıf ve genellikle Gama Işın Patlamaları sinyallerine dik bir düzlemde yayıldığı öngörülür.

Gravitasyonel dalgaların varlığına ilişkin inandırıcı, ama dolaylı bir kanıt PSR 1913+16 şeklinde kodlandırılan ikili Nötron Yıldızı sisteminden elde edilmiştir. Sistem üzerinde yapılan gözlemler yıldızların düzenli olarak birbirlerine yaklaştıklarını ortaya koymuştur. Araştırmacılar bu yıldızlar tarafından yayımlanan gravitasyonel dalgalarını, iki yıldızın ortak çekim merkezi çevresindeki yörünge hareketlerine bağlamışlardır (Şekil 3.29). Nötron yıldızlarının birleşip bir karadeliğe dönüşmeleri ve dolayısı ile varsayıldığı gibi bir Gama Işın Patlaması ve Gravitasyonel dalga yaratıp yaratmayacağını gözlemek için ne yazık ki 200 milyon yıl beklemek gerekir.



Şekil 3.29. PSR 1913+16 olarak kodlanan nötron yıldızı çifti (GÜRDİLEK, 2000)

3.2 Yöntem

Gama Işın Patlamaları Ataları, artan gözlemsel verilere rağmen hala gizemini korumaktadır. Gama Işın Patlamaları Atalarını anlamaya yönelik yapılan kuramsal çalışmalarda izlenen yöntem şudur; Bir GRB olayında çok büyük miktarda enerji açığa çıktığı için bu patlamalar, Evrenin nükleer santralleri olan yıldızların ölümleriyle ilişkilendirilmektedir. Hesaplamalarda yıldızların dinamiksel özellikleri (Denk. (3.1)-Denk. (3.4)) ve yakıtlarını tüketirken geçirdikleri termonükleer reaksiyonlar (Şekil 3.1) göz önünde bulundurulmaktadır.

Işıma mekanizmaları modellerinde ise , merkezi mekanizma tarafından fırlatılan jet akımının gözlenen ışımaları nasıl meydana getirdiği üzerinde durulmuştur. Bu modellerde izlenen yöntem, jet akımı içerisindeki karmaşık magnetik alan tarafından parçacıkların ivmelendirilmesidir. İvmelendirme mekanizması olarak Sinkrotron ışıması ve Ters-Compton saçılması olduğu kabul edilmektedir. Kuramsal olarak elde edilen Sinkrotron ışıması ve Ters-Compton saçılmasına ait enerji spektrumları ve ışık eğrileri (Denk. (3.29), (3.38), (3.39), (3.58) ve (3.59))daha sonra gözlemsel verilerle karşılaştırılmaktadır.

İç ve dış şoklarda ivmelendirilen parçacıklardan bazılarının şok dışına kaçıp, yeryüzünde gözlenen kozmik ışınları oluşturabileceği düşünülmektedir. Bu nedenle parçacıkların şoklar içerisinde ulaşabilecekleri enerji değerleri, şoklardan kaçma olasılıkları ve patlamaların uzaklıkları göz önünde tutularak kuramsal olarak elde edilen enerji spektrumu (Denk. (3.69)) ile gözlenen spektrum karşılaştırılmaktadır.

Merkezi mekanizmayı doğrudan görebilmenin tek yolu, kütle çekim (gravitasyonel) dalgalarını gözlemek olduğu düşünülmektedir. Ana yıldız karadeliğe çökerken veya yoğun çift nesnenin birleşmesi sonucu gravitasyonel dalgalar yoluyla enerji taşıyacağı öngörülmektedir. GW-GRB arasındaki varsayılan ilişkinin gözlenebilmesi için şu yöntem kullanılmaktadır. Merkezi mekanizma tarafından üretilen kütle çekim dalgalarının frekansı, genliği ve buna bağlı olarak taşıdıkları enerjinin ölçülmesidir.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

Gama Işın Patlamaları (GRB) üzerinde yapılan gözlemlerden elde edilen veriler, bu patlamaların çok farklı özellikler sergilediklerini göstermektedir. Özellikle patlamanın toplam süresi ile Anlık-gama ışımasına ait ışık eğrilerinde bu farklılık çok belirgindir. Hemen hemen bütün patlamaların toplam süreleri birbirinden farklıdır. Ayrıca Anlık-gama ışımasının ışık eğrileri birbirine benzeyen iki patlamaya rastlamak mümkün değildir (Şekil 2.3). bunun yanı sıra gözlemsel veriler patlamaların bazı ortak özelliklerinin olduğunu da göstermiştir. Bütün patlamalar keV-MeV mertebesinde gama ışınları yayarlar. Enerji spektrumları BAND fonksiyonu ile uyum içindedir. Işık eğrileri hızlı bir şekilde yükselen ve aynı şekilde azalan pulslardan meydana gelir.

Bu gözlemsel verilere dayanarak yapılan sınıflandırmada patlamaların iki grupta toplanacağı görülmüştür. T patlamanın toplam süresi olmak üzere, $T > 2$ sn ise patlama uzun süreli GRB ve $T < 2$ sn ise patlama kısa süreli GRB olarak adlandırılır. Patlama süresi merkezi mekanizma tarafından belirlendiği için, bu iki sınıfa ait patlamaların merkezlerinde bulunan mekanizmaların farklı olabileceklerine işaret etmektedir. Ata modelleri kısmında açıklandığı gibi uzun süreli Gama Işın Patlamaları Çökerti (Collapsar) ve Supranova (Supranova) modelleri ile açıklanırken kısa süreli Gama Işın Patlamaları ise çift yoğun nesnenin (BH-NS, NS-NS gibi çiftler) birleşmesi sonucu oluşabileceği kabul edilmektedir.

Her ne kadar iki tür patlamanın farklı Atalardan meydana geldiği kabul edilse de, Gama Işın Patlamaları gizemini çözmek için, merkezi mekanizmanın sahip olması gereken genel özellikler şöyle sıralanmaktadır;

- Relativistik enerji akışını meydana getiren yoğun bir kaynak olmalı
- Bu enerjiyi $\sim 10^{13}$ cm uzaklığa kadar depo edip transfer eden bir sistem olmalı
- Parçacıkları hızlandırıp gama ışıması yapmalarını sağlayan bir mekanizma
- Relativistik akışın, patlama bölgesi içerisindeki madde ile etkileşerek yavaşlaması ve buna bağlı olarak Ardıl ışıma olarak bilinen x -ışın, optik ve radyo bandlarında ışıma yapması

Bu genel özelliklerin son üç tanesi Ateştopu (Fireball, FB) ve Gülle (Cannonball, CB) modelleri çerçevesinde birçok patlama için başarı ile açıklanmaktadır.

Uzun süreli GRB Atalarını açıklamaya çalışan Çökerti modeline en önemli destek GRB-SN ilişkisinin gözlenmesi ile sağlanmıştır. Bu modele göre bir GRB olayının gerçekleşebilme öngörülleri kısaca şu şekilde sıralanmıştır;

- Hidrojen zarfı olmayan kütleli bir yıldızın ($>30M_{\text{Güneş}}$) SN patlaması sonucu oluşur
- Patlamalar yıldız oluşum bölgelerinde oluşurlar
- Patlama esnasında dışa atılan madde küresel olarak değil, ~ 0.1 radyanlık açığa sahip ve zıt yönde iki jet akımı şeklinde fırlatılır

Bu öngörüler temel gözlemsel verilerle uyuşmasının yanı sıra Çökerti modelinin bazı önemli eksiklikleri vardır. Birincisi Ata yıldızın sahip olması gereken açısal momentum büyüklüğüdür. Böyle bir değere ($3 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} < j < 2 \times 10^{17} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$) ulaşmak zordur. İkincisi ise, patlamanın meydana geldiği ortamdaki baryonların sayısıdır. Baryon miktarı, relativistik jet akımının oluşumunu ve Gama ışıması yayımını etkilemektedir. Çökerti modelinde bu sorunu çözmek için, hesaplamalarda sadece “ince ayar” yapılabilmektedir.

Uzun süreli GRB Atalarını açıklamaya çalışan bir diğer önemli model de Supranova modelidir. Supranova modeli de Çökerti modeli gibi bir süpernova patlamasına dayanmaktadır. Aradaki fark ise Çökerti modelinde süpernova tek patlama ile karadeliğe dönüşürken, Supranova modelinde önce süper kütleli Nötron yıldızına, daha sonra karadeliğe dönüşüm olmak üzere iki patlamadan (basamaktan) meydana gelir. Supranova modelinin kuvvetli yönü patlamanın baryon temiz bir ortamda gerçekleştiğini öngörmesidir. Patlamanın birinci aşamasında meydana gelen süpernova patlaması sonucu oluşan SN kabuğu ortamdaki baryonları süpürüp temizlediği kabul edilir. Bir diğer önemli avantajı da bazı patlamalarda gözlenen demir elementine (Fe) ait x -ışını çizgilerini açıklamasıdır. Modele göre iki basamak arasındaki zaman farkı, nikel ve kobaltın bozunması sonucu demirin oluşabilmesi için yeterli bir süredir. GRB990705 patlamasının Anlık-gama ışıması esnasında demir elementi spektrumundaki soğurma (absorpsiyon) çizgilerinin keşfi modeli desteklemektedir. Ayrıca GRB991216 patlamasındaki x -ışını emisyon özellikleri de modeli destekleyen bir diğer patlamadır. Modele göre iki basamak arasındaki zaman farkı çok uzun olduğundan GRB ile SN arasındaki zaman farkı haftalar hatta yıllar kadar uzun olmalıdır. Oysa GRB030329-SN2003dh arasındaki zaman farkı sadece 2 gün gibi kısa bir süre olması, Supranova modelini en azında bu patlama için geçersiz kılmıştır. Supranova modelinin bir diğer

dezavantajı da Çökerti modelinde de açıklanamadığı gibi, jet akışına da açıklık getirememektedir. Ayrıca önemli bir eksiklik de iki basamak arasındaki zaman farkının “ince ayarlı” olmasıdır.

Kısa süreli Gama Işın Patlamalarının Ata modelini açıklamaya çalışan Çift yoğun nesnenin birleşmesi modeli henüz gözlemsel bir destekten yoksundur. Bu nedenledir ki, kısa süreli GRB orijini ve doğasını anlamak amacı ile yürütülen çalışmalar tamamen kuramsaldır. Bununla birlikte GRB050509b, GRB050709, GRB050724, GRB050813 ve GRB051221 kısa süreli patlamalarına ait Ardıl ışımaların keşfi bunların eliptik, bazılarının da spiral veya düzensiz, fakat galaksilerin yıldız oluşumu olmayan bölgelerinde meydana geldiklerine işaret etmektedir. Bu da modeli destekleyen bir açıklama niteliğindedir. Modelde, patlamanın nasıl meydana geldiği tam anlamıyla açıklanmış değildir. Bunun yanı sıra uzun süreli Gama Işın Patlamasından daha az enerjik olmalarına rağmen spektrumları neden daha şiddetli olduğu açıklanabilmiş değildir.

Uzun süreli ve kısa süreli patlamaların farklı olmayıp, ortak Ata’dan üretildiğini farklılaşmanın ise görüş açısından kaynaklandığını kabul eden Birleşik modele göre patlama bir Süpernova ile başlar. Ancak modelde alt jetlerin nasıl üretildiği ve nasıl bir işlem ile dağılmadan ana jet içinde kaldığı belirlenmiş değildir. Modelin önemli bir öngörüsü kısa süreli patlamaların neden daha şiddetli olduğunu açıklıyor olmasıdır. Model ile uyuşmayan önemli bir gözlemsel veri de, kısa süreli Gama Işın Patlamalarının Ardıl ışımalarının gözlemlerinde bir SN izine rastlanmamış olmasıdır.

Merkezi mekanizmadan fırlatılan materyal önce Anlık-gama ışımalarını, daha sonra ise Ardıl ışımayı meydana getirecektir. Bu iki aşamanın doğasını açıklamaya çalışan iki önemli model mevcuttur; Ateştopu ve Gülle modelleri.

Ateştopu modelinin en önemli özelliği, merkezi mekanizma sistemine bağlı olmamasıdır. Modele göre merkezi mekanizmadan fırlatılan madde akışı relativistik olarak genişleyen kabuklardan (şoklardan) meydana gelir. Fakat modelde bu şokların nasıl meydana geldiği açıklanamamıştır. Bu şokların elektron-pozitron ve az miktarda protondan oluştuğu kabul edilir. Anlık-gama ışımalarının iç şoklarda üretildiği kabul edilmekle birlikte, bu ışımaların dış şoklarda da üretilebileceği fikirleri de mevcuttur. Bu ikilem Anlık-gama ışımalarının nerede üretildiği problemini doğurmuştur. Ateştopu modelinin diğer bir önemli problemi de gözlemcinin görüş açısidir. Modelde gözlemci

şokların ilerleme eksenini üzerinde yerleştirilmiştir. Hem Anlık-gama ışınması hem de Ardıl ışınlar Sinkrotron ışınması yöntemi ile oluşmaktadır. Oysa Ters-Compton saçılmasının da olası bir ışınma yöntemi olması modelde problem oluşturmaktadır. Modeldeki diğer bir problem de, Ardıl ışınma ışık eğrilerinde kırılma oluşmasını öngörmesidir. Bu kırılmanın, relativistik jetin yıldızlar arası ortamla etkileşmesi sonucu oluşabileceği kabul edilir. Ancak böyle bir kırılma sadece GRB990123 patlamasında gözlemlenmiştir.

Gülle modelinde ise, Ateştopu modelinden farklı olarak, merkezi mekanizmadan fırlatılan madde şoklardan değil, Gülle'lerden meydana gelmektedir. Modele göre bu Güllelerin bir süpernova patlaması sonucu oluştuğu kabul edilir. Gülle'lerin, Ateştopu modelinin aksine normal maddeden, özellikle protonlardan maddeden oluştuğu ve karmaşık bir magnetik alan içerdikleri kabul edilir. Anlık-gama ışınmasının, Gülle'lerin yolu üzerinde bulunan parçacıkların CB tarafından hızlandırılıp Ters-Compton saçılması sonucu oluştuğu kabul edilirken, Ardıl ışınların Gülle'lerin ISM ile etkileşmesinden oluştuğu kabul edilmektedir. CB modelinin FB modeline göre bazı üstünlüklerini şu şekilde sıralayabiliriz;

- Anlık-gama ışınmasına ait spektrumu doğru bir şekilde tahmin etmektedir
- Anlık-gama ışınmasının ışık eğrilerini gözlemlerle uyumlu bir şekilde tanımlar
- Ateştopu modelinin öngördüğü polarizasyon değerinden daha büyük bir değer tahmin ederek gözlemlerle uyumludur
- Gözlemci eksen üzerinde değildir. Eksen ile θ açısı yaparak Ateştopu modeline göre daha genel bir durum elde etmektedir.

Gama ışın patlamaları ile ilişkilendirilmeye çalışılan gravitasyonel dalgalarının gelecekte gözlenmesi, patlamaların Atalarını ve merkezi mekanizmalarının ne olduğunu doğrudan belirleyebilmesi beklenen bir olgudur. Gerçekleşebilecek böyle bir gözlemin diğer önemli bir özelliği de karadelikleri doğrudan saptayabilecek olmasıdır.

Bir diğer önemli olgu olan çok (Ultra) yüksek enerjili kozmik ışınların (UHECR's) Gama Işın Patlamaları ile ilişkilerinin doğrulanması iç şoklar için bir kanıt niteliği taşıyacaktır. Böylece Anlık-gama ışınmasının nerede üretildiği sorunu büyük ölçüde çözülecektir. Özellikle GZK limitini aşan çok yüksek enerjili kozmik ışınların GRB ile ilişkilerinin olduğu doğrulanırsa, patlamaların kozmolojik uzaklıklarda meydana geldiğini kanıtlaması bakımından önem taşımaktadır.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Gama Işın Patlamaları (GRB's) çalışmalarında, gerek gözlemsel verileri gerekse kuramsal beklentileri kısaca şu şekilde özetleyebiliriz;

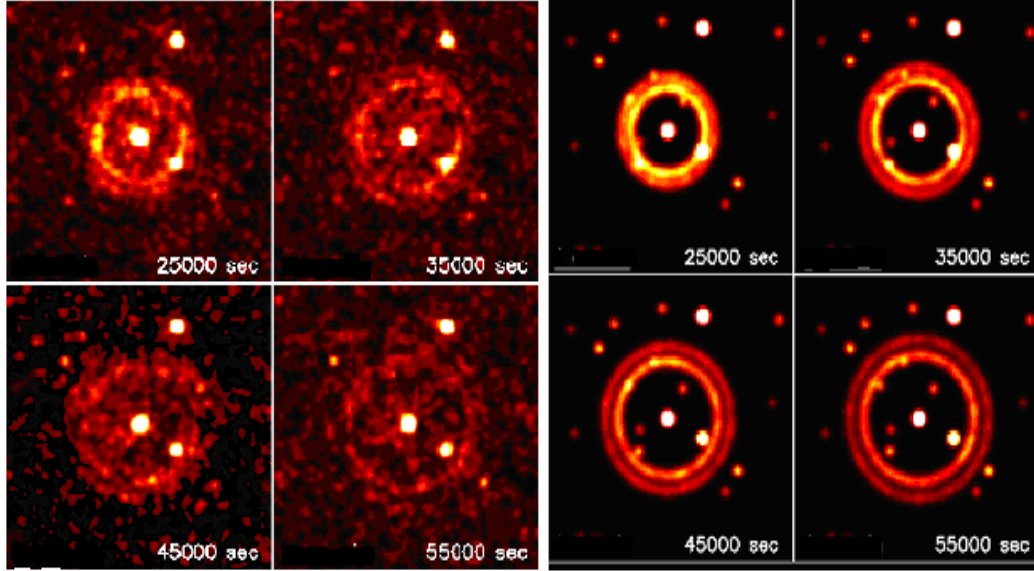
- Patlama kalıntısı olarak geriye bir karadelik kalmalıdır.
- Patlamada yaklaşık 10^{51} - 10^{53} erg'lik enerji çıkışı olmalıdır.
- Bu enerji akışı merkezi mekanizmadan yaklaşık olarak 10^{13} cm uzaklığa kadar taşınabilmelidir.
- Bu enerji akışı küresel değil, bir jet akışı yapısında olmalıdır.
- Swift uydusunun son gözlem verileri de dikkate alınarak, hem uzun süreli hem de kısa süreli patlamalar temel olarak iki safhadan meydana gelmelidir; 1-Anlık-gama ışıması (Prompt emission) ve 2- Ardıl ışımaya (Afterglow emission).
- Enerji spektrumları ısısal (termal)-olmayan bir yapıda olduğundan, ışımaları oluşturma yöntemi, ya "Sinkrotron ışımaya" veya "Ters-Compton saçılması" olmalıdır.
- Anlık-gama ışımaya ışık eğrilerinde 1 ila 10 arasında keskin pik olmalıdır
- Pikler arasındaki kısa süreli-zaman değişkenliği (Short-time variability) yaklaşık olarak 0.1 ms civarındadır.
- Ardıl ışımaya safhası sona erdikten sonra, patlama bölgesinden hiçbir sinyal alınmamaktadır.

İncelemiş olduğumuz temel modellerin ortak sorunu merkezi mekanizmayı (Central Engine) ve ışımaya meydana getirdiğini kabul ettikleri jet akışının içeriği ve nasıl bir işleme oluştuğudur.

GRB031203 patlamasında x-ışın ölçümleri verilerine göre patlama bölgesinde yüzüksü yapılar bulunmuştur (Şekil 5.1) (www.star.le.ac.uk/~sav2/grb031203/). Ayrıca ZOU ve DAI (2006), GRB050709 patlamasına ait uç (kuyruk, Tail) emisyonu açıklamak için "yüzük-şekilli jet" modelini kullanmışlardır. Bu modelde yüzük-şekilli jetin oluşması için kabul edilen temel düşünce şudur;

Pulsarlarda olduğu gibi, Gama Işın Patlamasının merkezi mekanizmasının dönme ve magnetik eksenleri çakışık değil, aralarında bir θ açısı olabilir. Enjekte edilen maddenin, magnetik eksen boyunca hüzmelenmesi (yani magnetik eksene paralel

olarak atılırsa) bu madde akımının, jet içinde yüzüksü yapılar oluşturmaya neden olacaktır. Oluşan mini yüzüksü jetler birleşerek ana yüzüksü jeti meydana getirdikleri ve bu ana jetin “iç şoklara” eşlik ettiği kabul edilir.



Şekil 5.1. GRB031203 patlamasının x -ışını bölgesinde çekilmiş fotoğrafı (sağda) ve elde edilen verilere göre yapılan simülasyon çalışması (solda) (www.star.le.ac.uk/~sav2/grb031203/)

Şekil 5.1'deki gözlemsel verileri dikkate alarak bunların oluşumuna dair, literatürdeki düşüncelerden farklı olarak aşağıdaki varsayımları yapmamız tutarlı gözükmektedir.

- 1- Yıldızın merkezinde oluşan karadeliğin çevresini saran kütle aktarım diski ani ve şiddetli itmeler sonucu yüzüksü yapılar fırlatıp karadeliğe ayrılacaktır (Şekil 5.2).
- 2- Yüzüklerin minimum yarıçapı, $3M_{\text{Güneş}}$ kütlesi için Schwarzschild yarıçapı olan 10^7 cm'den küçük olmamalıdır (Şekil 5.3).
- 3- Başlangıçta kütle aktarım diski ışık hızına yakın bir hızla döndüğü için, fırlatılan yüzüksü yapılar kendi çevrelerinde büyük hızlarda dönerken, kendilerini oluşturan merkezi mekanizmadan da yine büyük hızlarla uzaklaşmalıdır (Şekil 5.2).

4- Dönen yüklü yüzük, sanki bir çemberden geçen akımın oluşturduğu etki gibi, eksen doğrultusunda magnetik alan oluşturacaktır (Şekil 5.2). Bu da FB ve CB modellerinde var olduğu kabul edilen karmaşık magnetik alanın nasıl meydana geldiğini açıklayabilir.

5- Oluşan magnetik alan nedeni ile yüzüğün yolu üzerinde bulunan yıldız maddesi eksen boyunca ivmelendirilecektir. İvmelendirme işlemi eksen boyunca olduğundan ivmelenen madde, topaklar (Gülle'ler veya Şoklar şeklinde) halinde eksen boyunca yol alabilir. Böyle bir yapının oluşması, patlamalarda izlerine rastlanan ve modellerde nasıl olduğu açıkça belirtilmeyen, jetlerin nasıl meydana geldiklerini açıklayabilir.

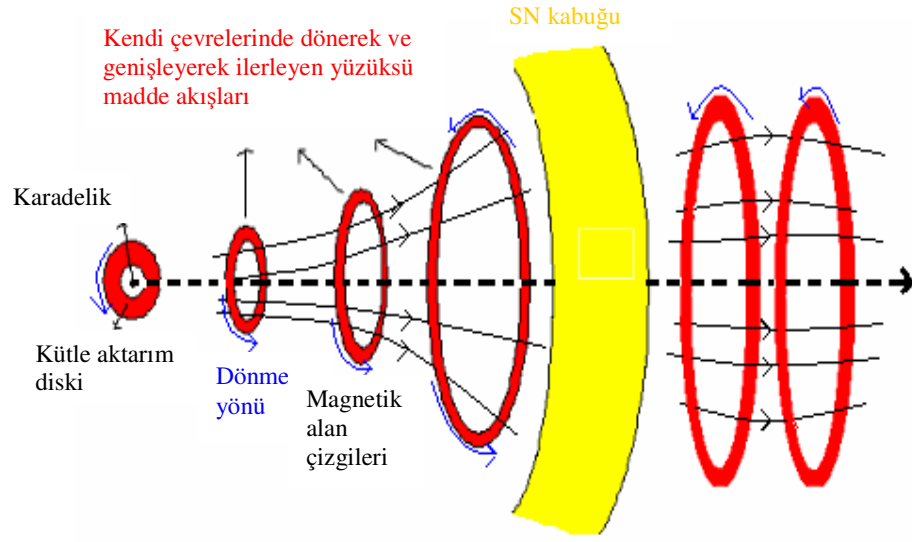
6- İki yüzük arasında düzgün olmayan bir magnetik alan oluşacaktır. Dolayısıyla iki yüzük arasında sıkışan madde tuzaklanacaktır (magnetik şişe yöntemi). Magnetik şişe içerisinde ileri-geri hareket eden parçacıklar, bazı patlamalarda gözlenen Anlık ardıl ışınları meydana getirebilir.

7- Magnetik şişe içerisinde parçacıkların çarpışmaları nedeniyle, parçacıkların bir kısmı bu tuzaktan kaçıp, Dünya'da gözlenen kozmik ışınları meydana getirebilir.

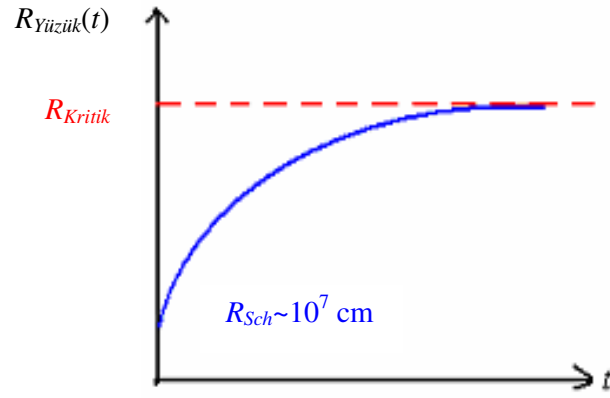
8- Birbiri ile çarpışan yüzükler Anlık-gama ışınlarını ve ışık eğrilerindeki pikleri oluşturabilir.

9- Süpernova kabuğunu delip geçen yüzükler ve madde topakları, hem SN kabuğu ile etkileşmelerinden hem de dış ortamla etkileşeceklerinden yavaşlayacaklardır. Bu durumda yarıçapları sabit bir değere ulaşacaktır. Burada R_{Kritik} yarıçapının değeri, Ateştopu modelindeki (3.34) ile Gülle modelindeki (3.60) denklemleri sonuçlarına benzer şekilde (10^{14} - 10^{16}) cm arasında olmalıdır. Yarıçapın zamanla olası değişimi Şekil 5.3'deki gibi olabilir. Bu evrede ise Ardıl ışın olarak bilinen x -ışın, optik ve radyo bandlarında emisyon yapacaklardır. Dış ortamdaki (ISM) etkileşmelerden dolayı, bu yüzüksü yapılar dağılarak ortama karışacaklardır.

Böyle bir düşünce silsilesinin sağlam bir matematiksel yapıya oturtulması ve gözlem verileri ile karşılaştırılması yeni bir model çerçevesinin oluşturulmasına katkı sağlayacağı düşüncesindeyiz.



Şekil 5.2. Yüzüksü yapıların olası şeması



Şekil 5.3. Yüzüksü yapının olası başlangıç ve maksimum yarıçapları.

KAYNAKLAR

- AMELINO-CAMELIA, A., 2003. Fundamental Physics in Space: A Quantum-Gravity Perspective. **astro-ph/0309174**.
- , LAMMERZAH, C., MACIAS, A., ve MULLER, H., 2005. The Search for Quantum-Gravity Signal. **gr-qc/0501053**.
- AURIEMMA, G., 2001. On the Detectability of GW's Background Produced by GRB, **J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.**, 27, L109.
- BAND, D., MATTESON, J., FORD, L., SCHAEFER, B., PALMER, D., TEEGARDEN, B., CLINE, T., BRIGGS, M., PECIESAS, W., PENDLATON, G., FISHMAN, G., KOUVELIOTOU, C., MEEGAN, C., WILSON, R. ve LESTRADE, P., 1993. BATSE Observations of GRB Spectra. I. Spectral Diversity, **Astrophysical Journal**. 413, 281.
- BANDSTRA, M., 2005. **<http://ist-socrates.berkeley.edu>**
- BERGER, E., 2006. The Afterglows and Host Galaxies of Short GRG's: An Overview. **astro-ph/0602004**.
- BESKIN, V., HENRI, G., MENARD, F., PELLETIER, G. ve DALIBARD, J., 2002. Accretion Discs, Jets and High Energy Phenomena in Astrophysics. **NATO yaz okulu**.
- BROMM, V., LOEB, A., 2005. High-Redshift GRB's from Pop-III Progenitors, **astro-ph/0509303**.
- COBURN, W. ve BOGGS, S.E., 2003. **Nature**, 423,415.
- CORBEL, S., FENDER, R.P., TZIOUMIS, A.K., TOMSICK, J.A., OROSZ, J.A., MILLER, J.M., WIJNANDS, R. ve KAARET, P., 2002. **Science**, 298,196.
- DADO, S., DAR, A., De RUJULA, A., 2003. The Supernova Associated with GRB030329. **astro-ph/0304106**.
- , 2004. The Superluminal Motion of GRB Sources and the Complex Afterglow of GRB030329, **astro-ph/0402374**.
- , 2002a. On the Optical and x-Ray Afterglows of Gamma Ray Bursts, **Astronomy and Astrophysics**, 338, 1079.
- , 2002b. On the Radio Afterglow of Gamma Ray Bursts, **astro-ph/0204474**.

- , 2002c. Is the Afterglow of GRB021004 unusual?, **astro-ph/0211224**.
- DAR, Arnon, 2005. Fireball and Cannonball Models of GRB's Confront Observations, **astro-ph/0511622**.
- ve De RUJULA, A., 2000a. A Cannonball Model of GRB's: Spectral and Temporal Properties of the γ -Rays, **astro-ph/0012227**.
- , 2000b. A Cannonball Model of GBR's: Superluminal Signatures, **astro-ph/0008474**.
- , 2001a. The Cannonball Model of GBR's: Lines in the x-Ray Afterglow, **astro-ph/0102115**.
- , 2001b. The Cannonball Model of GBR's: High Energy Neutrinos and γ -Rays, **astro-ph/0105094**.
- , 2004. Towards a Complete Theory of Gamma Ray Bursts, **Physics Reports**, 405, 203.
- De RUJULA, Alvaro, 2002a. Optical and x-Ray Afterglows in the Cannonball Model of GRB's, **astro-ph/03201210**.
- , 2002b. GRB's in the Cannonball Model: An Overview, **astro-ph/0207033**.
- , 1987. **Physics Letters**, 193, 514.
- DERMER. C.D. ve MITMAN, K.E., 1999. Short-Timescale Variability in the External Shock Model of GRB's. **Astrophysical Journal**, 513, L5.
- , 2003. External Shoch Model for the Prompt Phase of Gamma Ray Bursts; Implications for GRB Source Models. **astro-ph/0301340**.
- , ATOYAN, A., BOTTCHEER, M., CHIANG, J. ve MITMAN, K., 2003. **High Energy Gamma Rays and Neutrinos from Gamma Ray Bursts**. Second VERITAS Workshop, Adler Planetarium, Chicago.
- FENIMORE, E.E., MADRAS, C.D. ve NAYAKSHIN, S., 1996. **Astrophys. J.**, 473, 998
- FERMI, E., 1949. On the Origin of the Cosmic Radiation, **Physics Review**, 75, 1169.
- FICHTEL, C.E. ve ark., 1975. Proceedings from the 14th International Cosmic Ray Conferance, Vol.1., P.29.
- FINN, L.S. ve MOHANTY, S.D., 1999, Detecting an Association Between Gamma Ray

- and Gravitational Waves Bursts, **gr-qc/9903101**.
- FOLEY, R. J. ve ark., 2005. **GCN**, 3801.
- FOX, D. B. ve ark., 2005. **Nature**, 437, 855.
- FRAGILA, P.C., MATHEWS, G.J., POIRIER, J. ve TOTANI, T., 2004. Constraints on Models for TeV Gamma Rays from GRB's, **Astroparticle Physics**, 20, 591.
- FRAIL, D. A., KULKARNI, S.R., BLOOM, J.S., DJORGOVSKI, S.G., GORJIAN, V., GAL, R.R., MELTZER, J., SARI, R., CHAFFEE, F.H., FRONTERA, F. ve COSTA, E., 1999. **Astrophysical Journal, Volume 525**, Pp. L81-L84
- GEHRELS, N., SARAZIN, C.L. ve ark., 2005. **Nature**, 437, 851.
- GREISEN, K., 1966. End to Cosmic Ray Spectrum?, **Phys. Review Lett.**, Vol:16, N:17.
- GRIFFITTS, D.J., 1996. **Elektromanyetik Teori**, (cev.: B. Karaoğlu), Arte Yayınları, Türkiye.
- GROOT, P.J., VREESWIJK, P.M., GALAMA, T.J., PIAN, E., FRONTERA, F., PALAZZI, E., FEROCI, M. ve ROBINSON, C., 1998, **GCN**, 032.
- GUPTA, N., 2005, UHECR's from GRB's: Implications of the Recent Observational Results by Milagro, **Astroparticle Physics**, 23, 227.
- GÜRDİLEK, R., 2000. Kütleçekim Dalgaları Peşinde, **Bilim ve Teknoloji Der.**, Ekim sayısı.
- HARWIT, M., 1973. **Astrophysical Concepts**. Wiley & Sons Inc., Kanada
- HJORTH, J. ve ark., 2003. **Nature**, 423, 847.
- HUANG, W.G., YANG, P. ve LU, Y., 2001. GRB:The Evolution of Fireball and Afterglow, **Chinese Astro. and Astroph. J.**, 25, 291.
- KLEBESADEL, R., STRONG, I.B. ve OLSON, R.A., 1973. **Astrophys. J. Lett.**, 182, L85.
- KONIGL, A, 2003. The Supranova Model and Its Implications, **astro-ph/0302110**.
- KULKARNI, S. R., DJORGOSKI, S.G. ve RAMAPRAKASH, A.N., 1998. **Nature**, 393, 663.
- LONGAIR, M.S., 1981. **High Energy Astrophysics**, Cambridge Univ. press, Amerika.
- LLOYD-RONNING, N. M., 2002. Towards an Understanding of Prompt GRB Emission, **astro-ph/0202168**.
- MARTINEZ, M. R. ve PIRAN,T., 2006. Constraining Lorentz Violation with Gamma Ray Bursts. **astro-ph/0601219**.

- McMAHON, E., KUMAR, P. ve PANAITESCU, A., 2004. Prompt Gamma Ray and Early Afterglow Emission in the External Shock Model. **Mon. Not. R. Astron. Soc.**, 354, 915.
- MESZAROS, P., 2006. Gamma Ray Bursts, **astro-ph/06052008**
- , ve REES, M.J., 1994. **MNRAS**, 269, L41.
- OLUTAŞ, M., 2004. **Y.Lisans Tezi**, Cosmic GRB: Their Afterglows and Related Statistics, **Çanakkale Üniv.** .
- ÖZEL, M.E., SAYGAÇ, A.T., ESENOĞLU, H.H, KIZILOĞLU, Ü. ve ASLAN, Z., 2002. ROTSE-IIIc : TUG'da Kurulacak GIP Optik Araştırma Teleskobu, **13.Ulusal Astronomi Toplantısı**, ANTALYA.
- PACZYNSKI, B. ve XU, G., 1994. **Astrophys. J.**, 427, 708.
- PAVLOPOULOS, T. G., 2005. Are We Observing Lorentz Violation in GRB's?. **Physics Letters**, 625,13.
- PIRAN, T., 2004. Physics of GRB's, **astro-ph/0405503**.
- , 1998. GRB's and the Fireball Model, **astro-ph/9810256**.
- , 2001. Gravitational Radiation from Gamma Ray Bursts, **astro-ph/0102315**.
- ROSE, W.K., 1973. **Astrophysics**, Univ. of Maryland, Syf.:276.
- ROSSWONG, S., 2004. GRB'S and Their Central Engines, **astro-ph/0401022**.
- ve RAMIREZ-RUIZ, E., 2003. On the Central Engine of Short GRB's, **astro-ph/0309201**.
- SARI, R., 2005. Gamma Ray Bursts and Their Afterglows,
- SCHUTZ, B. F., 2000. Gravitational Radiation, **gr-qc/0003069**.
- SCULLY, S. T. ve STECKER, F. W., 2002. On the Spectrum of UHECR's and the GRB Origin Hypothesis, **Astroparticle Physics**, 16, 271.
- SHAO, L. ve DAI, Z.G., 2005. **astro-ph/0506139**
- SODERBERG, A.M., 2006. **astro-ph/0601455**
- SONBAŞ, Eda, 2004. **Y. Lisans Tezi**, Gama Işın Patlamaları, **Çukurova Üniv.** .
- STAFF, J.E., FEND, C. ve OUYED, R., 2005. Cannonballs in the Context of GRB's Formation Sites?, **astro-ph/0512083**.
- STANEK, K.Z., MATHESON, T., GARNAVICH, P.M., MARTINI, P., BERLIND, P., CALDWELL, N., CHALLIS, P., BROWN, W.R., SHILD, R., KRISCIUNAS, K., CALKINS, M.L., LEE, J.C., HATHI, N., JANSEN, R.A., WINDHORST, R.,

- ECHEVARRIA, L., EISENSTEIN, D.J., PINDOR, B., OLSZEWSKI, E.W.,
HARDING, P., HOLLAND, S.T. ve BERSIER, D., 2003. **Astrophys. J.**,
591, L17.
- STECKER, F. W., 2000. Can GRB's Produce the Observed Cosmic Ray above
 10^{20} eV ?, **Astroparticle Physics**, 14, 207.
- TOMA, K., YAMAZAKI, R. ve NAKAMURA, T., 2005. A Possible Origin of Bimodal
Distribution of GRB's, **astro-ph/0407012**.
- TUDOSE, V. ve BIERMANN, P. L., 2004. Gamma Ray Bursts- A Critical Review,
Roman. Rep. in Phys., Vol.:56, No:2, P:204-249.
- VIETRI, M. ve STELLA, L., 1998. A GRB Model with Small Baryon
Contamination, **Astrophysical Journal**, 507, L45.
- VON KIENLING, A., 2003. GRB Spectra and Their Evolution, **TUM GRB Seminar**.
- WAXMAN, E. , 2003. GRB's: The Underlying Model, **astro-ph/0303517**.
- WEILER, K. W. ve ark., 2002. Annual Rew. of Astronomy and Astrophys., Volume
40, P.387-438.
- WICK, S.D., DERMER, C.D. ve ATOYAN, A., 2004. High Energy Cosmic Ray from
GRB's, **Astroparticle Physics**, 21, 125.
- WILLIS, D.R., BIRD, A.J., CLARK, D.J., DEAN, A.J., McCONNELL, M.L., MORAN,
L., SHAW, S.E. ve SGUERA, V., **Astronomy and Astrophysics**. 439, 245.
- WU, X.F., DAI, Z.G., HUANG, Y.F. ve MA, H.T., 2004. Afterglow Light Curve of
Jetted GRB Stellar Winds, **Chinese Astro. and Astroph. J.**, Vol:4, No:5, 455.
- YAMAZAKI, R., IOKA, K. NAKAMURA, T. ve TOMA, K., 2005. A Unified Model
for GRB's, **astro-ph/0502474**.
- ZANG, B. ve MESZAROS, P., 2003. GRB's: Progress, Problems and Prospects,
astro-ph/0311321.
- ZATSEPIN ve KUZMIN, 1966, **J.E.T.P. Letters**, 4, 78.
- ZAU, Y.C. ve DAI, Z.G., 2006. Tail Emission from a Ring-like jet: Its Application to
Shallow Decays of Early Afterglows and to GRB050709. **astro-ph/0601670**.
- <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/duration/>
<http://coss.gsfc.nasa.gov/docs/swift/swiftsc.html>
<http://cds.mppmu.mpg.de/cdsagenda/askArchive>.
<http://qso.lanl.gov/~clf/papers/lecture3.ppt#20>.

<http://qso.lanl.gov/~clf/papers/lecture4.ppt#20>.

www.google.com.tr/"Fireballmodel"

www.star.le.ac.uk/~sav2/grb031203/

[www.google.com.tr/C:\CANNONBALL\A_ De Rujula2.htm](http://www.google.com.tr/C:\CANNONBALL\A_De Rujula2.htm).

www.telescopearray.org/images/spec0.gif.

<http://coss.c.gsf.nasa.gov>

http://gcn.gsf.nasa.gov/gcn3_arch_old39.html

ÖZGEÇMİŞ

1978 Hatay doğumluyum. İlk, orta ve lise eğitimimi, 1984'ten beri ikamet etmekte olduğum, Antakya'ya bağlı Serinyol beldesinde tamamladım. 1998'de katıldığım Üniversite giriş sınavları (ÖSS-ÖYS) sonucunda Akdeniz Üniversitesi Fizik bölümünü kazandım. Bu bölümden 2002 yılında mezun oldum.

Mustafa Kemal Üniversitesine Fen Bilimleri Enstitüsüne bağlı Fizik Anabilim dalında 2004'te açılan yüksek lisans programını kazandım. Eylül 2006'da mezun oldum.