

YAYGIN GAMA IŞINLARININ $|b| > 20^\circ$
GÖKADA ENLEM BÖLGESİNDE
İNCELENMESİ

Mithat ZAN

Doktora Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Erzurum 1981
Her Hakkı Saklıdır.

Redis Tarihi: 22/11/1981
Muh. Kurumlay
bağışdır.

YAYGIN GAMA IŞINLARININ $I_{\beta} > 20^{\circ}$ GÖKADA ENLEM BÖLGESİNDE İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Mithat ZAN
Fizik Asistanı

Atatürk Üniversitesi
Kütüphanesi
Dmb. No : 52950

0009/115

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN FAKÜLTESİ FİZİK BÖLÜMÜ

ERZURUM - 1981

Kozmik ışınlar ve yüksek enerjili parçacıklar üzerindeki çalışmalar, evrenin yapısı hakkında geniş bilgiler taşıması bakımından çok önemli olmaktadır. Bu ışınların enerji spektrumları, kimyasal ve izotopik bileşimlerinin bilinmesi, yalnız doğası üzerine değil, bunların yıldızlararası ve gezegenlerarası uzayda yayılmaları hakkında da bilgiler sağlamaktadır. Ancak, kozmik ışınlar genelde yüklü parçacıklardan (elektron ve çekirdek) oluştuğundan, geliş doğrultularını koruyamadan yeryüzüne ulaşırlar. Çünkü yıldızlararası uzaydaki elektrik ve manyetik alanlardan etkilenirler. Bu nedenle gama ışınları üzerindeki araştırmalar daha önem kazanmaktadır. Çünkü bu ışınlar, hem yüksüz hem de küçük etkin kesite sahip olmalarından ötürü kaynaktan çıkış doğrultularını koruyarak bize kadar ulaşabilmektedir.

Gama ışınları astronomisi, gökadamızda ve gökadamız dışındakaynaklanan yüksek enerjili fotonlar üzerindeki çalışmaları kapsar. Bu ışınların oluşumu üzerindeki ilk kuramsal çalışmalar 1950'lerde başlamıştır^(6,7).

Göksel gama ışınları üzerindeki deneysel çalışmaların ise çok kısa bir geçmişi vardır. Atmosfer dışına uçurulan balon, roket ve uydular yardımıyla ancak son 15 yıldan beri bu ışınlar üzerinde sağlıklı deneysel çalışmalar yapılabilmektedir^(14,15,18).

Bu çalışmada kullanılan gama ışını verileri, göksel gama ışınlarını incelemek amacıyla uzaya fırlatılan SAS-2 uydusundan sağlanan veriler olup, Ankara ODTÜ Fizik Bölümü Uzay Bilimleri Laboratuvarı'ndan alınmıştır. Uydunun verileri yardımıyla çeşitli sonuçlar elde edilmiş olup^(19,20,21), halen bu veriler çeşitli konularda değerlendirilmektedir. Biz, bu veriler yardımıyla, göka-

damızın çeşitli enlem bölgelerinde gama ışınları dağılımının bazı özelliklerini inceledik.

Çalışmamız başlıca beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde, kısaca çalışmanın amacı ve kapsamı yer almaktadır. İkinci bölümde, konuyla ilgili kaynakların kısaca özetine yer verilmekte ve SAS-2 gama ışını verileri yardımıyla şu ana değin elde edilen belli başlı bulgular belirtilmektedir. Üçüncü bölümde, gama ışınlarının kuramsal olarak oluşum yolları anlatılmaktadır. Dördüncü bölümde gama ışını verilerinin elde edildiği deney düzeneği (SAS-2 Teleskopu) tanıtılıp ölçü sonuçlarına yer verilmiştir. Beşinci bölümde, tekdüzelik testi, gama ışını şiddet değerleri (toplam, gökada içi ve gökada dışı) hesaplamaları yapılmış ve sonuçlar tartışılmıştır.

Çalışmalarım süresince her bakımdan yakın desteğini gördüğüm, çalışmamın düzenlenmesinde yapıcı ve değerli önerilerinden yararlandığım, tez yöneticim sayın Hocam Doç.Dr.Muhlis Koca'ya; çalışmalarımı Ankara-ODTÜ'de yürütebilmem için bana gerekli kolaylığı sağlayan Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Dekanlığı ve Fizik Bölümü Başkanlığına içtenlikle teşekkür ederim.

Çalışmaların bir bölümünü yaptığım ODTÜ Fizik Bölümü'nde, çok yakın ilgi ve desteğini gördüğüm, bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım Y.Prof.Dr.M.Emin Özel'e, ayrıca Y.Prof.Dr. Naif Türetken'e, Y.Prof.Dr.Ramazan Sever'e, Doç.Dr.Halil Kırbıyık'a, bilgisayar programlarının hazırlanmasında çok büyük yardımlarını gördüğüm Faruk Tokdemir'e teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
BÖLÜM-1. GİRİŞ	1
1.1. ÇALIŞMANIN AMACI	1
1.2. ÇALIŞMANIN KAPSAMI	2
BÖLÜM 2. KAYNAK ÖZETİ	3
BÖLÜM 3. KURAMSAL KISIM	8
3.1. GAMA IŞINLARININ OLUŞUMU	9
3.1.1. Elektromanyetik Süreçler	9
A) Ters Compton Işınması	10
B) Frenleme Işınması (Bremsstrahlung) ..	16
C) Manyetik Frenleme (Synchrotron)	
Işınması	19
3.1.2. Kuvvetli Etkileşim Süreçleri	22
A) Kozmik Işın-Madde Etkileşimleri....	22
B) Madde-Karşıt Madde Yok olması	31
3.2. RADYO ASTRONOMİ	33
3.2.1. Hidrojenin 21 cm Işınması	35
BÖLÜM 4. DENEYSEL KISIM	38
4.1. GAMA IŞINLARINI SAPTAMA TEKNİKLERİ	38
4.2. DENEY DÜZENECİ	40
4.2.1. SAS-2 Gama Işınları Teleskopunun	
tanımlanması	40
4.2.2. Uydu Parametreleri ve Deneyin Çalışma	
Programı	44
4.2.3. Gama Işınları Teleskopunun Ayarlanması	46
4.3. VERİLERİN İNDİRGENMESİ	52
BÖLÜM 5. SONUÇ VE TARTIŞMA	65
5.1. YAYGIN GAMA IŞINININ TEKDÜZELİĞİ	68
5.2. YÜKSEK ENLEMLER GAMA AKISININ İKİ BİLEŞENLİ	
MODELİ	70
5.3. GAMA IŞINLARI DAĞILIMINA, YÜKSÜZ HİDROJEN (HI)	
VE YÜKSÜZ HİDROJENLE PARLAKLIK SICAKLIĞI	
ÇARPIMI ($H I \times T_p$) DAĞILIMLARININ KATKISININ	
ARAŞTIRILMASI	76

5.3.1. 35 MeV < E _γ < 100 MeV ve E _γ > 100 MeV Enerjili Gama Işınları Dağılımı ile HI ve HIX _{T_p} Dağılımlarının İncelenmesi.	81
A) -55° < b < -35° Enlem Bölgesi	82
B) -35° < b < -20° Enlem Bölgesi	82
C) 20° < b ≤ 35° Enlem Bölgesi	85
D) 35° < b ≤ 55° Enlem Bölgesi	85
E) 55° < b ≤ 85° Enlem Bölgesi	88

5.4. GAMA IŞINI INTEGRAL ŞİDDET DEĞERLERİNİN HESAPLANMASI	91
ÖZET	96
SUMMARY	98
KAYNAKLAR	100
EK. ÇALIŞMADA KULLANILAN BİLGİSAYAR PROGRAMLARI	104

BÖLÜM 1

GİRİŞ

1.1. ÇALIŞMANIN AMACI

Kozmik ışınların elektromanyetik bileşeni olarak kabul edebileceğimiz gama ışınlarının; güneş sistemimiz, gökadamız^{**} ve evrenin incelenmesinde kendine özgü özellikleri olması nedeniyle ayrı bir önemi vardır. Bilindiği gibi gama ışınları, çok yüksek enerjili fotonlara verilen addır. Tanımda, gama ışınları enerjisinin alt sınırı olarak, e^-/e^+ (elektron-pozitron) çifti oluşturma eşik enerjisi olan ~ 1 MeV alınmaktadır. Bu ışınlar, yüksüz ve düşük soğrulma etkin kesitine sahip olmalarından ötürü, elektrik ve manyetik alanlardan etkilenmeden evrenin herhangi bir yerinden, geliş yönlerini koruyarak yeryüzüne kadar ulaşırlar. Bu özelliklerinden ötürü gama ışınları; uzaydaki yaygın madde, yüksek enerjili kozmik ışınlar, foton alanları, manyetik alanlar ve madde-karşıtmadde yokolmasının geçerli olabileceği bölgeler hakkında doğrudan bilgi içerirler. Diğer taraftan, evrenin çok uzak köşelerinden bize ulaşan gama ışınları, uzak geçmişte var olan fiziksel koşullar hakkında da önemli ipuçları taşımaktadır.

Bu bilgiler ışığında çalışmamızın amacı; uzayın $|b| > 20^\circ$ enlem bölgesinde, enerjileri 35 MeV-100 MeV arasında olan ve 100 MeV'tan büyük olan gama ışınlarının bazı özelliklerini araştırmak, χ^2 (ki-kare = chi-square) testini uygulayarak gama ışını dağılımının tekdüze (doğrultuya göre) olduğu ve olmadığı enlem bölgelerini saptamak ve çeşitli enlem bölgelerinde gama ışıması dağılımına gökada^{**} içi ve gökada dışı katkıları hesaplamaktır.

* Gökada sözcüğünü galaksi (sanyolu) sözcüğü yerine kullanıyoruz.

** Bundan böyle gökada sözcüğünden kendi gökadamız anlaşılmalıdır.

1.2. ÇALIŞMANIN KAPSAMI

Çalışmada, $|b| > 20^\circ$, $20^\circ < |b| < 55^\circ$, $|b| > 50^\circ$ ve $|b| > 55^\circ$ enlem bölgelerinde, enerjileri 35 MeV-100 MeV arasında ve 100 MeV'tan büyük olan gama ışınları dağılımının tekdüze (izotropik = yönden bağımsız) olup olmadığı araştırıldı. Bunun için χ^2 testi uygulandı.

Gama ışınlarının gökada içi ve gökada dışı olmak üzere iki bileşenli bir modeli kuruldu. Radyo astronomi verilerinden yararlanarak, yüksüz hidrojenin 21 cm dalgaboyundaki ışıması yardımıyla elde edilen atomik hidrojenin (HI), gökada koordinatları (l, b) 'ye göre dağılımı⁽¹⁾, 150 MHz parlaklık sıcaklığının (T_p) , (l, b) 'ye göre dağılımı⁽²⁾ ile gama ışını uzay dağılımı gözönüne alınarak HI ve $HI \times T_p$ 'nin gama ışımasına katkı oranlarını hesapladık.

Yukarda sözü edilen χ^2 istatistiğinin verdiği sonuçlar ışığında, uzayın beş ayrı enlem bölgesinde ($-55^\circ \leq b < -35^\circ$, $-35^\circ \leq b < -20^\circ$, $20^\circ < b \leq 35^\circ$, $35^\circ < b \leq 55^\circ$, $55^\circ < b \leq 85^\circ$), gama ışımasının gökada içi ve gökada dışı integral şiddet bileşenlerinin değerleri hesaplandı. Her iki enerji bölgesi için gökadamızdaki ortalama gama ışını integral şiddet değerleri hesaplanarak başka araştırmacıların bulmuş olduğu değerlerle karşılaştırıldı.

BÖLÜM 2

KAYNAK ÖZETİ

Evrenin ve gökadamızın yapısıyla ilgili birçok bilgiyi taşımaları bakımından kozmik ışınlar üzerindeki çalışmalar, son çeyrek yüzyılda büyük önem kazanmıştır. Her ne kadar 1912 gibi erken bir tarihte Hess⁽³⁾ tarafından kozmik ışınların, yerin atmosferi içerisindeki gözlemlerle varlığı ve 1930'ların başında bunların hızlı ve yüklü parçacıklardan oluştukları anlaşılmışsa da^(4,5), ancak 1950'lerde çok yükseklerle ucurulan balonlar yardımıyla bu ışınların temel özelliklerini anlama çalışmaları başlamış sayılabilir.

Hayakawa⁽⁶⁾, kozmik ışınlarla yıldızlararası (samanyolu içi) maddenin nükleer etkileşiminden oluşan yüksüz Π^0 mezonların bozunmasıyla oluşan gama ışıması olayı üzerinde, Hutchinson⁽⁷⁾, frenleme ışıması (bremsstrahlung) olayı üzerinde durdular.

Başlangıçta iki önemli etken, gama ışınları astronomisindeki gelişmeleri yavaşlatmıştır. Birincisi, yerin atmosferinin gama ışınlarını soğurması ve yeryüzüne kadar ulaşmalarını engellemesi, ikincisi ise, gama ışınları akısının çok düşük düzeylerde olmasıdır. Yapılan ölçmeler, yüklü kozmik parçacık akısının, gama akısının yaklaşık 10^4 katı kadar olduğunu göstermiştir. Bu nedenledir ki, ilk başlarda gama ışınlarını, çok yoğun olan kozmik ışınlardan ayırmak oldukça güç olmaktaydı. Ancak, gama ışını teleskoplarındaki ve atmosfer dışına çıkmayı sağlayan uydu teknolojisindeki ilerlemeler, gama ışınları astronomisinde son yıllardaki önemli ilerlemeleri olası kılmıştır.

İlk gökssel gama ışınlarını ölçme deneyleri 1960'larda Cline⁽⁸⁾, Kraushaar ve Clark⁽⁹⁾ tarafından gerçekleştirildi. Bu deneylerde yerötesi kaynaklı gama ışınlarını saptamada kısmen başarı sağlandı. Arkasından yapılan çeşitli balon deneyleriyle^(10,11,12,13) ve kıvılcım odalı gama ışını dedektörü çalışmalarlarıyla^(14,15,16) teknik alanda da önemli gelişmeler elde edildi. Aygıt geliştirme çalışmalarındaki ilerlemelerden sonra, daha başarılı uydu deneyleri dönemine gelindi. Bunların en önemlileri; Kraushaar, Clark ve Garmire tarafından oluşturulan Massachusetts Institute of Technology (MIT) grubunun OSO-3 uydusu deneyi (Mart, 1967'de başlatıldı), NASA'nın SAS-2 (Small Astronomy Satellite-2) uydusu deneyi (Kasım, 1972'de başlatıldı) ve Avrupa Uzay Ajansı (ESA)'nın COS-B uydusu deneyidir (Ağustos, 1975'te başlatıldı).

Bu arada radyo astronomide de önemli ilerlemeler sağlandı. Heiles⁽¹⁾, 1975 yılında, hidrojenin 21 cm dalgaboyundaki ışıması yardımıyla, gökada koordinatları (l, b)'ye göre, görüş çizgisi boyunca atomik hidrojenin (HI) dağılım haritasını elde etti. Landecker ve Wielebinski⁽²⁾ de birlikte yaptıkları bir çalışmada, (l, b) koordinatlarına göre, 150 MHz parlaklık sıcaklığı (T_p) dağılım haritasını elde ettiler. Biz çalışmamızda hem HI, hem de T_p verilerinden yararlandık.

Yüksek enerjili gama ışınları, kesin olarak ilk kez 1972'de Kraushaar ve arkadaşları⁽¹⁷⁾ tarafından OSO-3 uydusu ile yapılan deneylerle saptanmıştır. Bu araştırmacılar, gökada düzleminden gelen 50 MeV'tan daha yüksek enerjili gama ışınlarını ölçmüşler ve gökada düzlemine doğru gidildikçe, gama ışınları şiddetinde bir artma gözlemişlerdir. OSO-3 uydusunun ilk

verilerine göre, yüksek enerjili gama ışını integral şiddetinin ortalama değeri için,

$$I_Y(E_Y > 100 \text{ MeV}) = (3,0 \pm 0,9) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

elde etmişlerdi. Ancak bu ilk deneysel sonuçların ışığında gama ışınları için, bir enerji spektrumu elde edilememiştir.

SAS-2 uydusu verilerinin değerlendirilmesi sonucunda da gama ışıması hakkında daha sağlıklı bilgiler elde edildi. 1975'te Fichtel ve bir grup arkadaşı⁽¹⁸⁾, SAS-2 verilerini kullanarak gökada boyunca gama ışımasının çeşitli özelliklerini araştırdılar. Gökada düzleminin yüksek enerjili gama ışını kaynağı olduğunu ve gama ışını şiddetinin gökada merkezine doğru büyük bir artma gösterdiğini belirttiler. Noktasal gama kaynakları üzerinde durdular. Gökada düzleminde etkin gama ışıması süreçlerinin madde-madde etkileşimi ile frenleme ışıması olduğunu söylediler. Yüksek enerjili gama ışını integral şiddeti için,

$$I_Y(E_Y > 100 \text{ MeV}) = (1,93 \pm 0,26) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

değerini elde etmişlerdir.

Thompson ve bir grup arkadaşı⁽¹⁹⁾, SAS-2 verilerini kullanarak gama ışınlarının gökada koordinatları (l, b)'ye göre dağılımını incelediler. Sonuçta Crab ve Vela Atarcalarının (pulsar) gama ışını yaydıklarını gözlediler.

Ögelman ve arkadaşları⁽²⁰⁾, noktasal gama ışını kaynaklarını araştırdılar. Yeni iki gama ışın kaynağı (PSR 1747-46 ve PSR 1818-04 radyo atarcaları) keşfettiler. Ancak bu kaynakların, gama ışımasına önemli bir katkıda bulunmalarının beklenmediğini belirttiler.

1977'de Fichtel, Simpson ve Thompson⁽²¹⁾ kendilerinden önceki bazı araştırmacıların yapmış olduğu araştırmaları da göz-önüne alarak, SAS-2 verileriyle daha geniş kapsamlı bir araştırma yaptılar. Gökada düzleminden gelen gama ışımalarının, temel olarak kozmik ışınlarla madde etkileşiminden oluştuğunu, ters Compton olayının da önemli katkı yapabileceğini ancak, sinkrotron ışımalarının ihmal edilebileceğini belirttiler. Yüksek enlemlerde, $F_Y(E_Y > 100 \text{ MeV}) = 2 \times 10^{-6} \text{ foton/cm}^2\text{-s}$ 'den daha yüksek akıdaki kaynaklar için bir kanıt bulamadılar. Güneş sisteminin $d \leq 0,5 \text{ kpc}$ bölgesinde, kozmik ışın dağılımının düzgün olduğunu belirttiler. Gökada boyunca $35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}$ ve $E_Y > 100 \text{ MeV}$ enerji aralıklarındaki gama ışını şiddetinin parlaklık sıcaklığıyla doğru orantılı olduğunu ve $|b| > 12,8^\circ$ enlem bölgesinde de gama ışını şiddetinin, görüş çizgisi boyunca hidrojenin yoğunluğuyla doğru orantılı olduğunu gördüler. Çeşitli boylam bölgelerinde gama ışınlarının enleme bağlı değişimini incelediler. Gama ışımalarının integral şiddeti için, $|b| \approx 15^\circ$ enlem bölgesinde

$$I_Y(35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}) = (4,0 \pm 0,8) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

$$I_Y(E_Y > 100 \text{ MeV}) = (3,6 \pm 0,7) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

ve güneş sistemi bölgesinde de

$$I_Y(35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}) = (0,83 \pm 0,21) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

$$I_Y(E_Y > 100 \text{ MeV}) = (0,76 \pm 0,19) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

değerlerini elde ettiler.

Özel⁽²²⁾, $|b| > 30^\circ$ enlem bölgesinde gama ışını integral şiddeti için

$$I_Y(35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}) = (7,3 \pm 2,0) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

$$I_Y(E_Y > 100 \text{ MeV}) = (1,1 \pm 0,2) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

değerini vermektedir.

Son 15 yıl içerisinde uydularla elde edilen veri ve bilgiler yardımıyla uzaydaki gama ışınlarını daha iyi inceleyebilmekte ve anlayabilmekteyiz. Ancak, şu anda yanıtız kalan soruların sayısının, gama ışınları astronomisinin doğuş dönemlerinden daha az olmadığını da belirtelim. Yanıtlanan sorular, her zaman olduğu gibi birtakım yeni sorular doğurmuştur.

KURAMSAL KISIM

Bu bölümde, astrofiziksel koşullarda gama ışınlarını oluşturan fiziksel süreçler ele alınarak, konumuzla ilgili yönleri üzerinde durulacaktır. Öncelikle sık sık kullanacağımız şiddet, akı ve kaynak fonksiyonu tanımlarını verelim.

a) Diferansiyel Şiddet- $I(E)$: Birim zamanda, birim enerji aralığı başına, birim uzay açısı içerisinde birim yüzeye gelen foton sayısıdır. Aşağıda birimler cinsinden verilir:

$$I(E) \longrightarrow \text{foton/cm}^2\text{-s-sr-MeV}.$$

b) Integral Şiddet- $I(>E)$: Belli bir enerjinin üzerinde, birim zamanda, birim uzay açısı içerisinde birim yüzeye gelen foton sayısıdır. Integral şiddet şöyle ifade edilir:

$$I(>E) = \int_E^\infty I(E) dE \longrightarrow \text{foton/cm}^2\text{-s-sr}.$$

Uzayda genişliği saptanabilen bir kaynaktan gelen ışıma, kaynağın çeşitli bölgelerinden gelen akı farkını da ifade edebilmek için, şiddet birimleri ile tanımlanır.

c) Diferansiyel Akı- $F(E)$: Birim zamanda, birim enerji aralığı başına birim yüzeye gelen foton sayısıdır. Aşağıdaki denklemle verilir:

$$F(E) = \int_\Omega I(E) d\Omega \longrightarrow \text{foton/cm}^2\text{-s-MeV}.$$

Burada Ω , gama ışın kaynağı üzerindeki uzay açısı bölgesini tanımlar.

d) Integral Akı- $F(>E)$: Belli bir enerjinin üstünde birim zamanda, birim yüzeye gelen foton sayısıdır. Şöyle ifade edilir:

$$F(>E) = \int_E^{\infty} F(E) dE \longrightarrow \text{foton/cm}^2\text{-s} .$$

e) Diferansiyel Kaynak Fonksiyonu-Q(E): Kaynak bölgesinde, birim zamanda, birim hacimde , birim enerji aralığı başına oluşan foton sayısıdır. Birimi aşağıdaki gibidir:

$$Q(E) \longrightarrow \text{foton/cm}^3\text{-s-MeV} .$$

f) Integral Kaynak Fonksiyonu-Q(>E): Kaynak bölgesinde, birim zamanda, birim hacimde , belli bir enerji değerinin üzerindeki bütün enerjilerde oluşan foton sayısıdır.

$$Q(>E) = \int_E^{\infty} Q(E) dE \longrightarrow \text{foton/cm}^3\text{-s}$$

birimi cinsindendir.

3.1. GAMA IŞINLARININ OLUŞUMU

Gama ışınlarının oluşumu, elektromanyetik etkileşmeler ve kuvvetli etkileşmeler olmak üzere iki kısımda ele alınabilir.

3.1.1. Elektromanyetik Süreçler

Gama ışını oluşumunda etkin olan en önemli parçacık elektrondur . Evrende yüksek enerjili elektronların varlığı, çeşitli bulgularla kanıtlanmıştır^(23,24) . Bu yüksek enerjili elektronlar, önemli miktarda radyo, X-ışını ve gama ışıması yaparlar. Elektronların etkileştikleri alanlar ve koşullar değiştikçe, ışıma olayına verilen adlar da değişmektedir. Kısaca özetlemek gerekirse, foton alanları ile etkileşme ters Compton saçılması, yüklü parçacıkların oluşturduğu elektrik alanları ile etkileşme frenleme ışıması (bremsstrahlung) ve manyetik alanlarla etkileşme ise manyetik frenleme (synchrotron-sinkrotron) olarak adlandırılır.

A) Ters Compton Işıması

Evrende kozmik ışınlar ve görelî elektronlar yanında, foton alanları da vardır. En önemli foton alanları, gökâda içinde önemli olan yıldızıışığı foton alanı ile 3^0K evrensel kara cisim foton alanıdır. Yüksek enerjili elektronla bu tür düşük enerjili fotonların birlikte bulunduğu bir ortamda, elektron-foton çarpışmaları sırasında elektronlar bir kısım enerjilerini fotonlara vererek bunların X veya gama ışını haline gelmelerini sağlarlar. Bu etkileşmeyi kısaca,

$$e + \bar{e} \longrightarrow e' + \gamma \quad (3.1)$$

şeklinde gösterebiliriz. Burada e çarpışmadan önceki yüksek enerjili elektronu, e' çarpışmadan sonraki daha düşük enerjili elektronu gösterirken, $\bar{e}$ ortalama enerjisi düşük bir alanın fotonunu, γ gama ışını haline gelmiş yüksek enerjili fotonu göstermektedir. Yüksek enerjili elektronun çarpışmadan önceki enerjisi,

$$E_e = \frac{m_0 c^2}{(1-v^2/c^2)^{1/2}} = \gamma_e m_0 c^2 \quad (3.2)$$

şeklinde yazılabilir. Elektronun fotona aktardığı enerjiyi elde etmek için klasik görelî ısıma yasasını kullanabiliriz. İvmele- nen bir elektronun birim zamanda kaybedeceği enerji,

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} r_e^2 [(\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{H})^2 - (\vec{\beta} \cdot \vec{E})^2] \gamma_e^2 c \quad (3.3)$$

genel ifadesiyle verilir⁽²⁵⁾. Burada,

r_e : klasik elektronun yarıçapı,

γ_e : elektron Lorentz carpanı,

$\vec{E}$: ışıma bölgesindeki elektrik alan vektörü,

$\vec{H}$: ışıma bölgesindeki manyetik alan vektörü,

$\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}$: elektron hızının ışık hızı (c) cinsinden değeri,

t : zaman,

W : elektronun kinetik enerjisidir.

Boldt'un⁽²⁶⁾ gösterimini temel alarak, bir foton alanının düzlem elektromanyetik dalgalardan oluştuğunu düşünebiliriz. Öyleyse,

$$\vec{H} = \vec{k} \times \vec{E}, \quad \vec{k} \cdot \vec{E} = 0, \quad E^2 = H^2 \quad (3.4)$$

olur. Burada $\vec{k}$, $\vec{E} \times \vec{H}$ boyunca birim vektördür. Eğer fotonların $\vec{k}$ vektörleri rasgele yönelmişlerse, $\vec{k} \cdot \vec{\beta}$ ic carpımının ortalama değeri

$$\langle \vec{k} \cdot \vec{\beta} \rangle = 0 \quad (3.5)$$

alınabilir. Bu foton alanının enerji yoğunluğu (CGS Gauss birimleriyle)

$$\rho_e = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} \text{ erg/cm}^3 \quad (3.6)$$

ile verilir. $E^2 = H^2$ olduğundan enerji yoğunluğu

$$\rho_e = \frac{E^2}{4\pi} = \frac{H^2}{4\pi} \quad (3.7)$$

olarak da yazılabilir.

Gelen elektronların enerjisi, fotonların enerjisinden çok büyük olduğu Thompson sınırında (yani h planck sabiti, v ışığın

frekansı olmak üzere $h\nu \ll m_0 c^2$ durumunda) elektron-foton çarpışmalarının etkin kesiti enerjiden bağımsız olup,

$$\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = \frac{8}{3} \pi \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

değerine sahiptir. Bu koşullar altında (3.3) denklemi,

$$- \frac{dW}{dt} = \sigma_0 c \rho_e \left(1 + \frac{1}{3} \beta^2 \right) \gamma_e^2 \quad (3.8)$$

şekline dönüşür. Diğer taraftan elektronun enerji kaybı, çarpışmadan sonraki yüksek enerjili foton enerjisi cinsinden

$$- \frac{dW}{dt} = \sigma_0 n_e \bar{E}_\gamma v \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabilir. Burada

n_e : foton alanında birim hacimdeki foton sayısı (foton/cm³),

$\bar{E}_\gamma$: oluşan gama ışınlarının ortalama enerjisidir.

Elektronun göreceli $(\beta+1)$ durumu için, alan fotonlarının ortalama enerji yoğunluğu

$$\bar{\epsilon} = \frac{\rho_e}{n_e} \quad (3.10)$$

olmak üzere (3.8) ve (3.9)'un eşitliğinden,

$$\bar{E}_\gamma = \frac{4}{3} \gamma_e^2 \bar{\epsilon} \quad (3.11)$$

elde edilir. Bu denklem, ters Compton etkileşmesinde fotona aktarılan enerjinin ortalama değerini vermektedir. Görüldüğü gibi çarpışmadan önce alan fotonunun ortalama enerjisi $\bar{\epsilon}$ iken, çarpışmadan sonra enerjisi $\bar{E}_\gamma$ 'ya yükselmektedir. $\bar{E}_\gamma$ 'nın gelen elektronun

Lorentz çarpanının karesine (γ_e^2) bağlı oluşu önemlidir.

Uzayın herhangi bir bölgesinde Compton etkileşmelerinden (veya herhangi bir diğer süreçten) ötürü oluşan gama ışınlarının oluşumuna ait diferansiyel kaynak fonksiyonu, Stecker⁽²⁷⁾ tarafından

$$Q_C(E_Y, \vec{r}) = 4\pi \int n(\epsilon) d\epsilon I_e(E, \vec{r}) \sigma_C(E_Y, \epsilon, E) dE \text{ foton/cm}^3\text{-s-MeV} \quad (3.12)$$

şeklinde verilmektedir. Birimden de anlaşılacağı gibi $Q(E_Y, \vec{r})$, $\vec{r}$ vektörü ile belirlenen uzay bölgesinde, birim hacimde ve birim zamanda, birim enerji aralığında oluşturulan gama ışını fotonu sayısıdır. $\sigma_C(E_Y, \epsilon, E)$, E enerjili bir elektronun ϵ enerjili fotonla çarpıştığında, E_Y enerjili gama ışını oluşturmaya olasılığı demek olan etkin kesittir. 4π katsayısı, tüm uzay söz konusu olduğundan ortaya çıkmaktadır. $I_e(E, \vec{r})$ elektronların $\vec{r}$ noktasındaki enerji ve uzaysal dağılım fonksiyonu (spektrumu) olup birimi, elektron/cm²-s-sr-MeV'tur. $\int n(\epsilon) d\epsilon$ ise, sayıca foton yoğunluğunu verecektir. Kaynak fonksiyonunu kullanarak akı ve şiddete ait genel ifadeler aşağıda görüldüğü gibi elde edilebilir:

$Q(E, \vec{r})$ diferansiyel kaynak fonksiyonu olmak üzere, konum vektörü $\vec{r}$ olan bir kaynağın (Şek.3.1) dV hacim elemanından yüzündeki 1 cm²'lik alana varan akı,

$$dF(E_Y, \vec{r}) = \frac{1}{4\pi r^2} Q(E_Y, \vec{r}) dV \text{ foton/cm}^2\text{-s-MeV} \quad (3.13)$$

olacaktır.

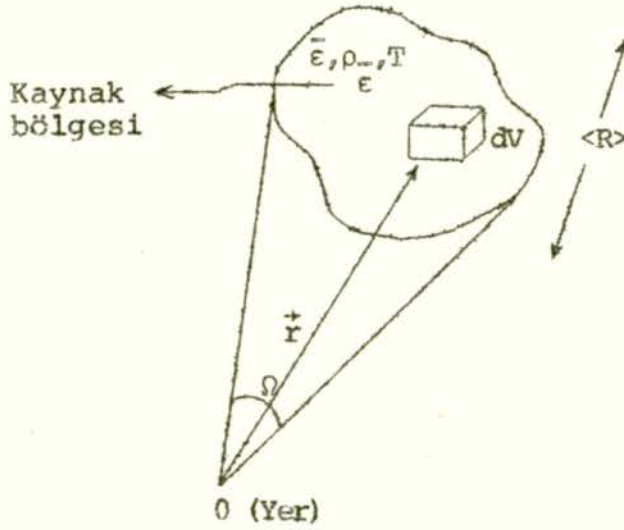
Hacim elemanı $dV = r^2 dr d\Omega$ ile tanımlandığından, belirli bir doğrultudaki $\frac{dF}{d\Omega}$ ifadesi, "diferansiyel şiddet" (differential intensity) olup,

$$dI_Y(E_Y, \vec{r}) = \frac{dF}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} Q(E_Y, \vec{r}) dr \quad (3.14)$$

ve bütün kaynaktan gelen toplam diferensiyel şiddet,

$$I_Y(E_Y, \vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int Q(E_Y, \vec{r}) dr \quad (3.15)$$

olacaktır.



Şek.3.1. Akı ve şiddet hesaplamaları için kaynak bölgesinin geometrisi. <R> kaynak bölgesinin tipik boyutu, Ω kaynak bölgesinin yerden kapladığı uzay açıdır.

Gama ışınlarının kaynak ile gözleyici arasındaki ortam tarafından soğrulma etkisini de hesaba katarsak (3.15) ifadesine $\exp[-\int dr' K(E_Y, \vec{r}')]$ şeklinde üstel soğurma faktörünü de eklemeliyiz. Böylece diferansiyel şiddetin en genel şekli olarak,

$$I_Y(E_Y, \vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int Q(E_Y, \vec{r}) dr \exp[-\int_0^r dr' K(E_Y, \vec{r}')] \quad (3.16)$$

ifadesi elde edilir. Burada $K(E_Y, \vec{r})$, birim uzunluk başına soğrulma (cm^{-1}) olup yüksek enerjili gama ışınları için ihmal edilebilir.

Astrofizikte birçok durumda elektronların enerji dağılımı,

$$I_e(E) = K_e E^{-a} \text{ elektron/cm}^2\text{-s-sr-MeV} \quad (3.17)$$

şeklinde bir üstel yasayla (power-law) ifade edilebilmektedir.

Burada K_e ve a birer sabit, E ise elektron enerjisi olup, a "spektral indis" adını alır. Düşük enerjili foton alanları için $h\nu \ll mc^2$ yaklaşımı altında

$$\sigma_C(E_Y, \epsilon, E) \approx \sigma_O \delta(E_Y - \bar{E}_Y)$$

olarak alabiliriz⁽²⁷⁾. δ fonksiyonunun iyi bilinen tanımını tekrarlıyalım.

$$\delta(E_Y - \bar{E}_Y) = \begin{cases} 1 & E_Y = \bar{E}_Y \\ 0 & E_Y \neq \bar{E}_Y \end{cases}$$

Kaynak ile duyac (dedektör) arasındaki ortamın soğurmasını ihmal edersek, (3.12) , (3.15) ve (3.17) denklemleri yardımıyla,

$$I_C(E_Y, \vec{r}) = \int dr \int n(\epsilon) d\epsilon \int K_e E^{-a} \sigma_O \delta(E_Y - \bar{E}_Y) dE \quad (3.18)$$

yazabiliriz. Integral alındığında

$$K_Y = \frac{2}{3} \sigma_O \langle R \rangle \rho_e (m_O c^2)^{1-a} \left(\frac{4}{3} \bar{\epsilon} \right)^{(a-3)/2} K_e$$

olmak üzere

$$I_C(E_Y) = K_Y E_Y^{-(a+1)/2} = K_Y E_Y^{-b} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr-MeV} \quad (3.19)$$

elde edilir⁽²⁷⁾.

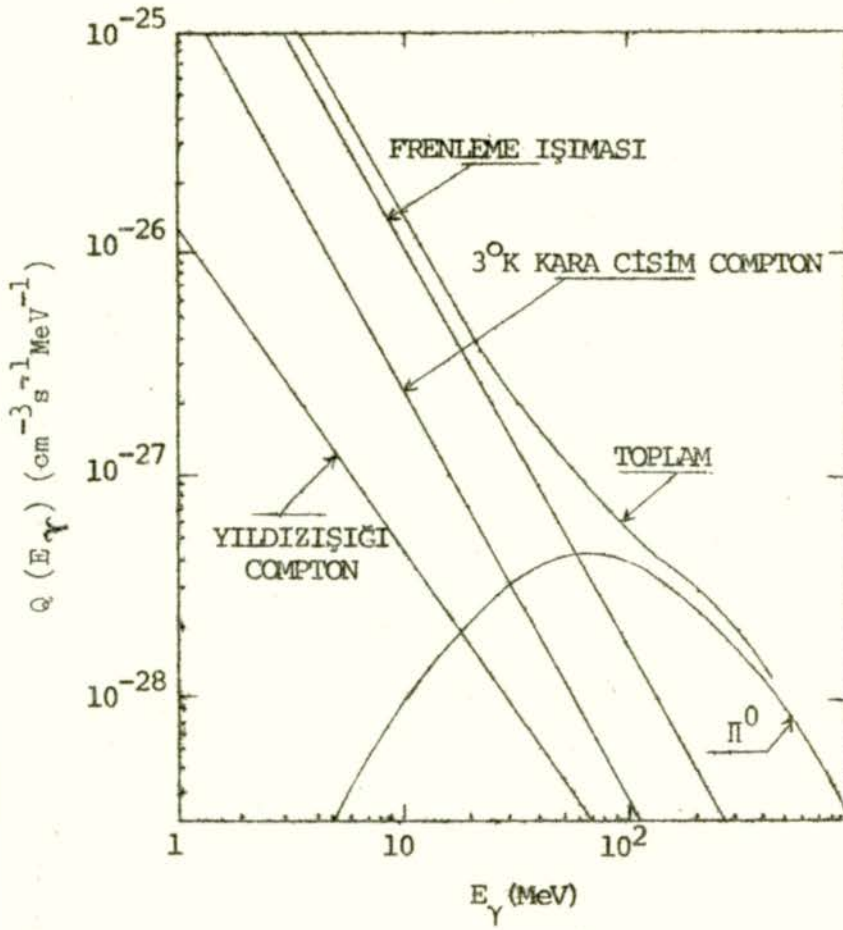
Görülüyor ki ters Compton etkileşmesinde oluşan gama ışınlarının b spektral indisi ile elektronların a spektral indisi arasında $b = \frac{a+1}{2}$ bağıntısı vardır. Ginzburg ve Sytrovatskii'nin⁽²⁸⁾ hesaplamaları benzer sonuçlar vermektedir.

Başlangıçta da belirttiğimiz gibi, ters Compton ışımasında iki önemli foton alanı vardır. Bunlardan yıldızıışığı foton alanının yoğunluğu (birim hacme düşen foton sayısı), gökada dışına çıkıldığında azalır ve gökadalaraarası uzayda bu alan önemini yitirir. Buna karşılık 3°K 'deki evrensel büyük patlama kalıntı ışıması foton alanının yoğunluğu ise, evrenin her yerinde sabit olup oldukça büyüktür ($\approx 400 \text{ foton/cm}^3$). Bu nedenle evrensel çaptaki ışımalarda önemli rol oynar.

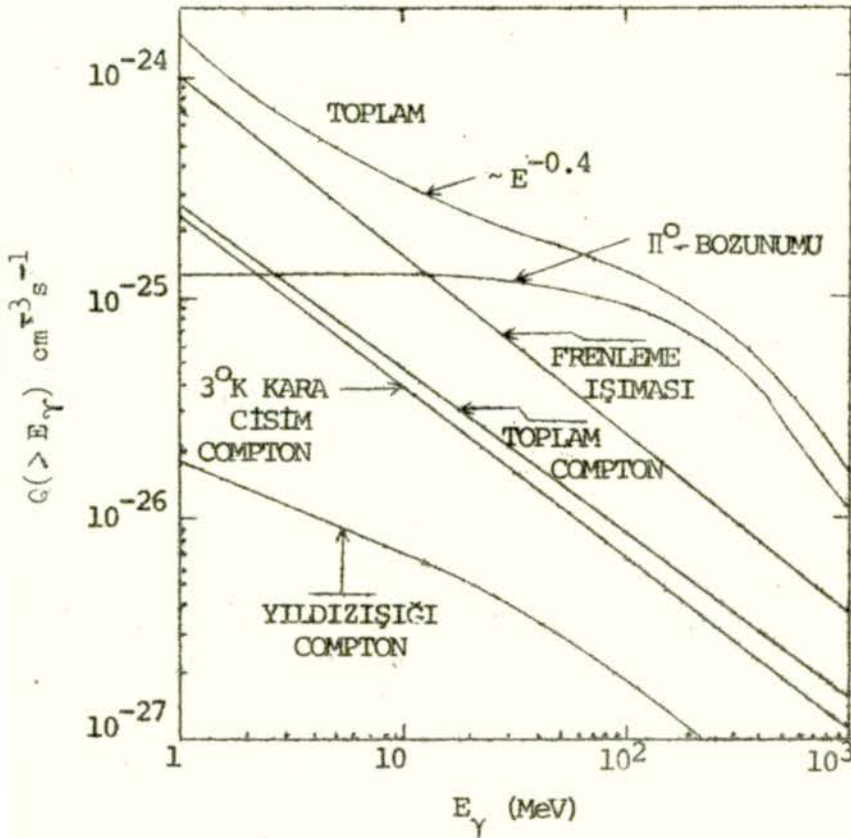
Şekil 3.2 ve 3.3'te güneş sistemi civarı için, Stecker⁽²⁹⁾ tarafından hesaplanan $Q_C(E_Y)$ diferensiyel kaynak fonksiyonu ile $Q_C(>E_Y)$ integral kaynak fonksiyonu, aşağıda tartışılacak diğer gama ışını oluşum yollarına ait kaynak fonksiyonları ile birlikte verilmektedir.

B) Frenleme Işınması (Bremsstrahlung)

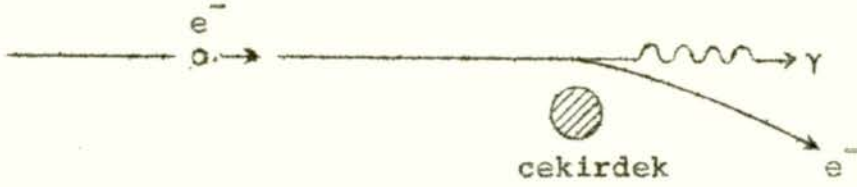
Yüklü bir parçacık ivmeli hareket yaparken enerji yayar. Bu temel kural uyarınca, yüksek enerjili bir elektron, çevresindeki ortamda var olan bir atom çekirdeğine yaklaşıırken, çekirdeğin elektrik alanının etkisiyle sapar. Bu sırada enerjisinin bir kısmını yüksek enerjili fotonlar halinde yayar (Şek.3.4). İşte bu sürece "frenleme ışıması" ya da bremsstrahlung denir.



Şek.3.2. Güneş sistemi bölgesinde gama ışını diferansiyel kaynak fonksiyonu⁽²⁹⁾.



Şek.3.3. Güneş sistemi bölgesinde gama ışını integral kaynak fonksiyonu⁽²⁹⁾. Şekilde yıldızıışığı grafiğinin eğimindeki ufak değişme, gökadamızda $T=10^4$ °K Genc Tür (population I) ve $T=5.10^3$ °K Erken Tür (population II) olmak üzere iki türlü yıldızıışığı alanının varlığından ileri gelmektedir.



Şek.3.4. Frenleme ışıması yoluyla gama ışını oluşumu.

Boldt'a⁽²⁶⁾ göre, sadece elektrik alanının olduğu ($H = 0$) bir ortam için (3.3) denklemi; rastgele yönelmiş bir alan durumunda θ , $\vec{E}$ ile $\vec{V}$ arasındaki açı olmak üzere, $\langle \cos^2 \theta \rangle = \frac{1}{3}$ olup,

$$-\left(\frac{dW}{dt}\right)_E = 2 \sigma_0 c \rho_E \left(1 - \frac{\beta^2}{3}\right) \gamma_e^2 \quad (3.20)$$

şekline dönüşür.

Elektrik alanını, sayıca yoğunluğu n_0 ve en yakın yaklaşma uzaklıkları b olan ayrı ayrı Ze yüklerinin oluşturduğunu düşünelim. Böylece elektrostatik enerji yoğunluğu ρ_E

$$\rho_E = n_0 \int_b^\infty \frac{(Ze/r^2)^2}{8\pi} 4\pi r^2 dr \quad (3.21)$$

olarak tanımlanır. Dalga mekaniğine göre

$$b = \frac{\lambda}{4} = \frac{h}{4 mv} \quad (3.22)$$

olduğundan, (3.22) yi (3.21)'de yerine koyup integral alınır

$$\rho_E = \frac{\alpha Z^2}{\pi} mc^2 \beta n_0 \quad (3.23)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ 'dir. ρ_E 'yi göreceli olmayan durumda ($\beta \rightarrow 0$, $\gamma_e \rightarrow 1$), (3.20) denkleminde yerine koyarsak,

$$-\left(\frac{dW}{dt}\right)_E = \frac{16}{3} \alpha Z^2 r_e^2 (m_0 c^2) \beta c n_0 \quad (3.24)$$

elde edilir. Heitler⁽³⁰⁾ tarafından çok yüksek enerjili (extreme-relativistik) elektronlar için ısıma ifadesi

$$-\left(\frac{dW}{dt}\right)_E = 4\alpha Z^2 r_e^2 (m_0 c^2) \gamma_e c n_0 \left[\ln(183 Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right] \quad (3.25)$$

olarak verilmektedir.

Frenleme ışımasında diferensiyel kaynak fonksiyonu için de

$$\Omega_B(E_\gamma, \vec{r}) = 4,25 \times 10^{-25} I_e(>E_\gamma, \vec{r}) n_H(\vec{r}) E_\gamma^{-1} \text{ foton/cm}^3\text{-s-MeV} \quad (3.26)$$

ifadesi yazılabilir⁽²⁷⁾. Burada,

n_H : frenleme ışımasının olduğu bölgedeki yıldızlararası ortamın sayıca hidrojen yoğunluğu,

$I_e(>E_\gamma, \vec{r})$: o bölgede E_γ 'den büyük enerjilerdeki elektronların elektron/cm²-s-sr biriminden integral enerji spektrumudur.

C) Manyetik Frenleme (Synchrotron) Işıması

Yüksek enerjili elektronlar, bir manyetik alan içinde hareket ederlerken de foton salarlar. Bu olaya "sinkrotron" (synchrotron) veya "manyetik frenleme ışıması" denmektedir. Düşük enerjilerde buna siklotron (cyclotron) ışıması adı verilir.

Bu olay, özellikle radyo bölgesi sürekli (continuum) ışımalarında çok önemlidir. Sinkrotron ışımasında salınan fotonların gama ışını bölgesinde olabilmesi için manyetik alan şiddetinin çok yüksek ($\approx 10^{12}$ gauss) olması gerekmektedir. Dolayısıyla bu olayın, manyetik alan şiddetinin çok yüksek olduğu gökada

merkezinde, nötron yıldızları ve atarcaların yüzeylerinde etkin olduğu sanılmaktadır.

Manyetik frenleme ile ilgili formüller, yine klasik gö-
reli ışınım yasasından gidilerek elde edilebilir. Sadece $\vec{H}$ ala-
nının varlığını düşünürsek $\vec{E} = 0$ için (3.3) denklemi,

$$- \frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} r_e^2 \beta^2 c \gamma_e H_{\perp}^2 \quad (3.27)$$

şekline dönüşür. Burada $H_{\perp}$, manyetik alanın elektronun hareke-
tine dik doğrultudaki bileşeni olup $H_{\perp}^2 = \frac{2}{3} H^2$ 'dir. Bu değeri
(3.27)'de yerine koyup $\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi r_e^2$ ve $\rho_H = \frac{H^2}{8\pi}$ ifadelerini
de gözönüne alırsak,

$$- \frac{dW}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_0 c \rho_H \gamma_e \beta^2 \quad (3.28)$$

elde edilir. Bu denklemi, (3.9) denklemi ile karşılaştırırsak,
sinkrotron ışınımında oluşan gama ışınlarının ortalama enerji-
sinin,

$$\bar{E}_\gamma = \frac{4}{3} \gamma_e \beta \rho_H / n_H \quad (3.29)$$

olduğu görülür. Burada,

$$n_H = \rho_H / \left[\frac{8}{5\pi\sqrt{3}} \left(\frac{\hbar}{mc} \right) eH \right] \quad (3.30)$$

ifadesi manyetik alan fotonlarının sayıca yoğunluğudur⁽³¹⁾. Yük-
sek enerjili elektronların Sinkrotron ışınımıyla saldıkları foton-
ların spektrumu, Jackson'a⁽³²⁾ göre

$$E_\gamma = 0,3 \bar{E}_\gamma \quad (3.31)$$

değerinde bir tepe noktası veren bir dağılım göstermektedir (3.29) ifadesi, enerjiye bağıllık bakımından, ters Compton olayındaki (3.11) ifadesiyle bir benzerlik göstermektedir. Dolayısıyla (3.17) üstel yasa ifadesiyle belirtilen bir elektron enerjisi spektrumu,

$$I_S(E_\gamma) = K E_\gamma^{-(a+1)/2} \quad (3.32)$$

şeklinde bir sinkrotron şiddet spektrumu verir. Burada "a" elektronun spektral indisi, K ise bir katsayıdır. Daha ayrıntılı olarak Ginzburg ve Syrovatskii⁽²³⁾, sinkrotron gama ışınları şiddeti için,

$$I_S(E_\gamma) = 9,5 \times 10^{-13} \times (8,15 \times 10^{-6})^a f(a) \langle P \rangle K_e H^{(a+1)/2} E_\gamma^{-(a+1)/2} \quad \text{foton/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{MeV} \quad (3.33)$$

ifadesini vermişlerdir. Burada H, manyetik alan şiddeti (gauss) ve f(a), a'ya bağlı bir fonksiyondur.

Sinkrotron ifadesinin, yıldızlararası ve gökadalaraarası uzayda pek etkin olmadığı belirtilmektedir. Çünkü bu bölgelerdeki manyetik alan şiddeti, 5×10^{-6} gauss veya daha az değerdedir. Örneğin böyle bir alanda sinkrotron ışıması ile 100 MeV'luk bir gama ışını fotonu elde etmek için $E_S = 3 \times 10^7$ GeV enerjili elektronlara gerek vardır. Oysa yaklaşık $E_C = 5 \text{ GeV} = 10^{-7} E_S$ enerjili elektronlarla ters Compton yoluyla 100 MeV enerjili fotonlar kolayca oluşabilir. Yıldızlararası ve gökadalaraarası ortamda birkaç GeV enerjili elektronlara oranla 10^7 GeV enerjili elektronlar çok daha az olduğundan bu bölgelerde sinkrotron gama ışıması ihmal edilebilir.

3.1.2. Kuvvetli Etkileşim Süreçleri

parçacık hızlandırıcılarıyla yapılan yüksek enerjili kuvvetli etkileşmelerin laboratuvar çalışmaları, yaklaşık olarak 50 GeV'a kadar enerjilerdeki etkileşmelerin doğası üzerine bize önemli bilgiler sağlamaktadır. Kuvvetli etkileşmeler sonucu oluşan Λ^0 , Σ^0 , κ^0 , Π^0 gibi yüksüz parçacıklar genellikle gama ışınları yayarak bozunurlar. Bunlar arasında en önemlisi Π^0 parçacığdır. Çünkü $0,84 \times 10^{-16}$ sn ⁽³⁴⁾ gibi kısa bir sürede iki gama ışınına bozunur ve etkileşmelerde fazla sayıda oluşur. Bu nedenle biz burada sadece Π^0 mezonların bozunmasından oluşan gama ışınları üzerinde duracağız. Λ^0 , Σ^0 ve κ^0 parçacıklarından gama ışınlarının oluşum yolları Stecker ⁽²⁷⁾ tarafından genişçe incelenmiştir.

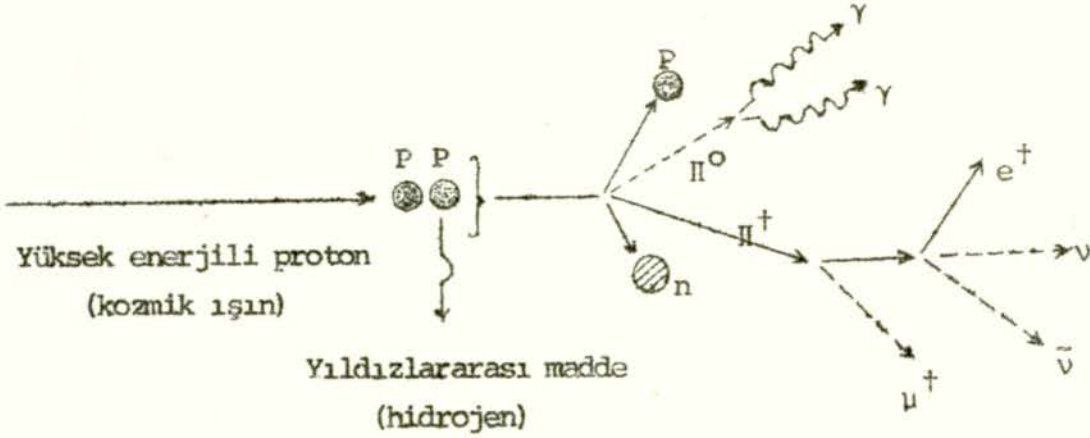
Π^0 oluşturmada önemli olan iki temel yol vardır:

- (i) Kozmik ışınlarla yıldızlararası yaygın maddenin (~% 90 hidrojen, % 10 helyum) çarpışmaları sırasında oluşanlar,
 - (ii) Madde-karşıtmadde yokolmaları sırasında oluşanlar.
- Bu iki olayı inceleyelim.

A) Kozmik Işın-Madde Etkileşmeleri

Kozmik ışınların büyük bir bölümünü çok yüksek enerjili protonlar ve diğer çekirdekler oluşturur. Bunlar yıldızlararası uzayda rasgele hareket ederlerken bu bölgelerdeki yaygın madde olan hidrojen gazı ile oldukça sık olarak çarpışırlar. Temelde proton iyonlaşmış hidrojen olduğundan, bu çarpışma bir çeşit yüksek enerjili proton ile normal bir protonun çarpışması şeklinde

olmaktadır. Bu nedenle çeşitli kaynaklarda bu etkileşmeye kısaca "pp" etkileşmesi denir. Tipik bir pp etkileşmesini Şek.3.5'te olduğu gibi gösterebiliriz:



Şek.3.5. Kozmik ışın-madde etkileşmesi

Burada,

p : Proton

γ : gama ışını

n : nötron

e⁺ : pozitron

π⁰ : yüksüz mezon

μ⁺ : pozitif yüklü mezon

π⁺ : pozitif yüklü mezon

ν : nötrino

ν̄ : karşınötrino'dur

Bir pp etkileşmesinde hareketsiz π⁰ mezonu oluşturmak için, kozmik ışın protonunun sahip olması gerekli eşik kinetik enerji 280 MeV'tur⁽³²⁾. π⁰ mezonunun durgun enerjisi ise $m_{\pi^0} c^2 = 135 \text{ MeV'tur}$. Dolayısıyla E_p 280 MeV'luk enerjiye sahip kozmik protonların pp etkileşimi sonucunda oluşan π⁰ mezonları kendi gözlem çerçevelerinde, herbirinin enerjisi $\frac{1}{2} m_{\pi^0} c^2 = 67,5 \text{ MeV}$ olan iki gama ışınına bozunurlar. π⁰'ın hareketli olduğu laboratuvar gözlem çerçevesine göre ise, π⁰'lar bir kinetik enerjiye

sahip olacaklardır. Bu bakımdan, fotonların enerjileri, Doppler kaymasına uygun olarak 67,5 MeV'un her iki yanına uzanacaktır. Π^0 'ın durduğu kendi gözlem çerçevesinde Π^0 bozunumundan oluşan gama ışınlarının kaynak fonksiyonu ve spektrumu kolayca elde edilebilir. Π^0 'ın durgun olduğu bu çerçevede bozunma yönden bağımsız (izotropik) olup gama ışınları da aynı enerjiye (67,5 MeV) sahiptirler. Laboratuvar sistemi içerisindeki bir gama ışınının enerjisi, hareketsiz sistemdeki enerjisine,

$$\epsilon = \frac{\epsilon' (1 + \beta \cos \theta')}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \quad (3.34)$$

ifadesiyle bağlıdır⁽²²⁾.

Burada, $\epsilon' = 67,5$ MeV (sbt); $\beta = \frac{v}{c}$; v , Π^0 'ın laboratuvar sistemine göre hızı ve θ' , Π^0 'ın hareket doğrultusu ile oluşan gama ışınlarının yayılma doğrultusu arasındaki açıdır. Bu denklemden ϵ enerjisinin maksimum ($\theta' = 0$) ve minimum ($\theta' = \pi$) değerleri için,

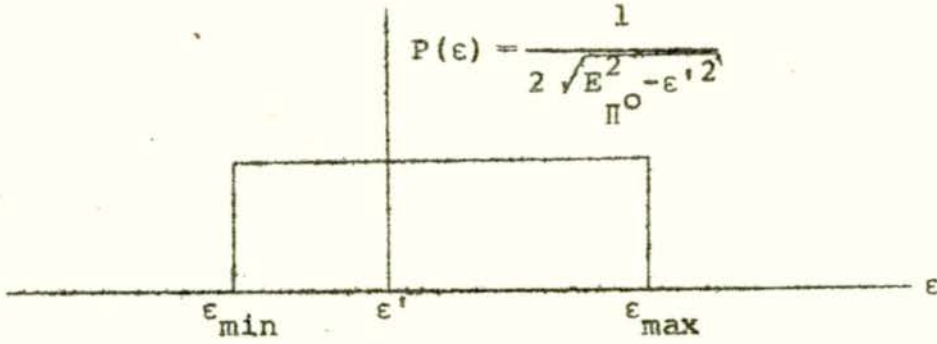
$$\epsilon_{\max} = \epsilon' \left[\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right]^{1/2} \quad \epsilon_{\min} = \epsilon' \left[\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right]^{1/2} \quad (3.35)$$

elde edilir.

Verilen bir ϵ değeri için $P(\epsilon)$ olasılık fonksiyonunun normalize edilmiş şekli, E_{Π^0} Π^0 'ın toplam enerjisi olmak üzere,

$$P(\epsilon) = \frac{1}{2 \sqrt{E_{\Pi^0}^2 - \epsilon'^2}} \quad (3.36)$$

ile verilmektedir⁽²²⁾. Gerçekten bu fonksiyonun $\epsilon_{\min}$ 'den $\epsilon_{\max}$ 'a kadar integrali alındığında bunun 1'e eşit olduğu görülür. Fonksiyon, Şek.3.6'daki gibidir. $\epsilon_{\min}$ ile $\epsilon_{\max}$ aralığında toplam olasılık şeklindeki dikdörtgenin alanına eşittir.

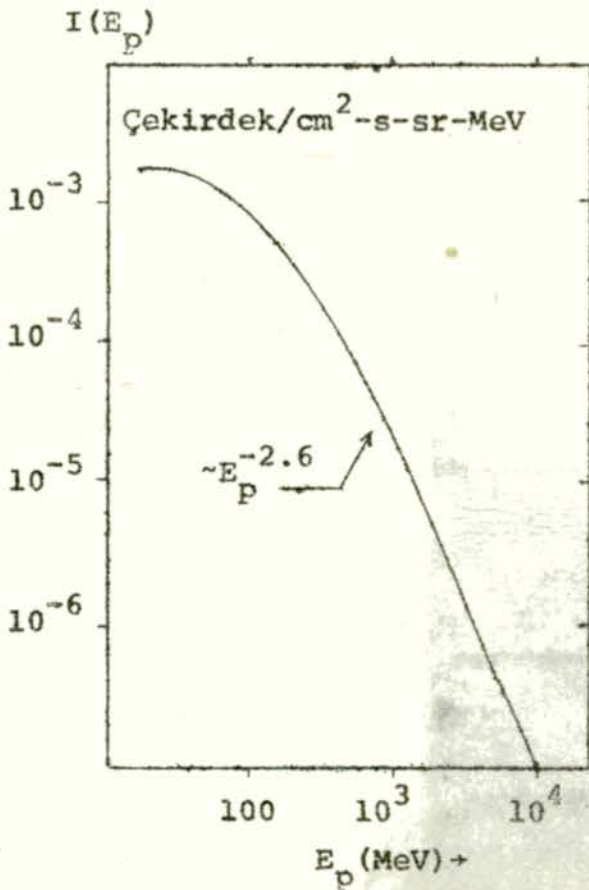
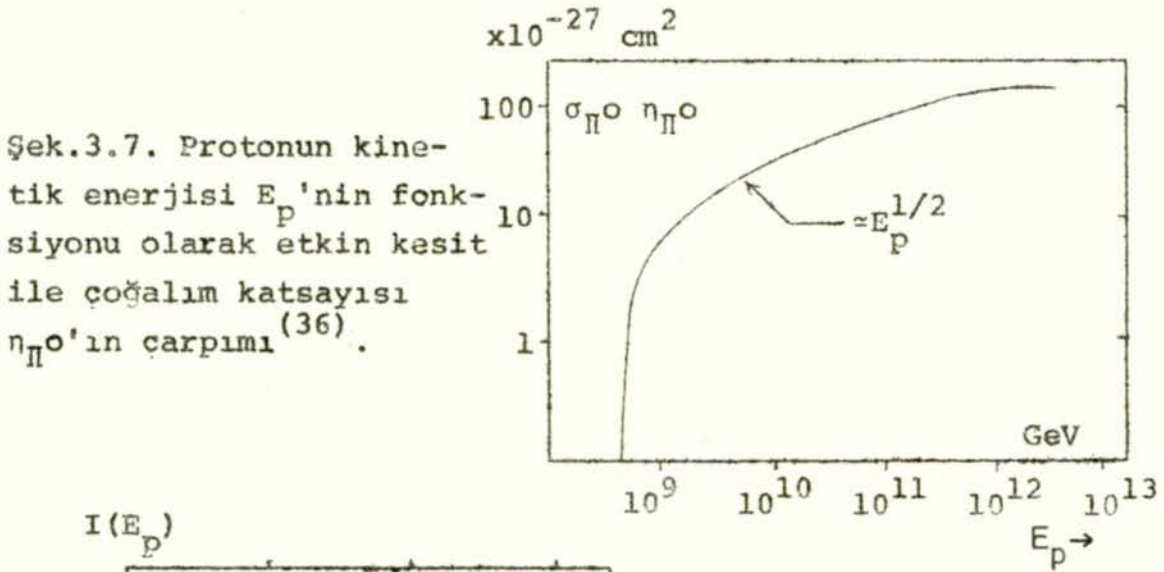


Şek.3.6. Laboratuvar gözlem çerçevesinde E_{π^0} enerjili π^0 -bozunumundan oluşacak gama ışınlarının olasılık fonksiyonu.

Görüleceği üzere $\beta = 0$ durumunda, π^0 bozunumdan oluşan gama ışınlarının enerji spektrumu, ϵ' değerinde bir çizgi verecektir. Ancak π^0 'ların kinetik enerjiye sahip olması durumunda bu çizgi ϵ' nün her iki yanına genişleyecektir. (3.35) denkleminde $\frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon'} = \frac{\epsilon'}{\epsilon_{\min}}$ yazabiliriz. Buradan da $\log \epsilon_{\max} - \log \epsilon' = \log \epsilon' - \log \epsilon_{\min}$ olduğu açıktır. Buna göre logaritmik ölçek kullanırsak elde edilecek şekil, $\epsilon' = 67,5$ MeV'a göre bakışık olacaktır.

Gama ışını spektrumunun π^0 enerjisine bağlılığını elde ettik. Şimdi bu spektrumun π^0 'ları oluşturan protonların enerjileri ile ilişkisine bakalım. Gerek pp etkileşmelerinde oluşan π^0 mezonların, gerekse başka mezonların sayıca çoğalım katsayısı (multiplicity) n_{π^0} 'ın, etkileşen parçacıkların enerjilerine nasıl bağlı olduğu ve bu mezonların enerji ve acısal dağılımları üzerine hem teorik hem de deneysel yoğun çalışmalar yapılmaktadır^(27,34,35). Kozmik ışınların spektrumları ve etkileşme yöntemleriyle birlikte bu özellikler de bilindiği takdirde, oluşacak gama ışınlarının spektrumu güvenilir bir şekilde elde edilebilir. Yüksek enerjili pp etkileşmelerinde oluşan π^0 'ların

sayıca çoğalım katsayısı η_{Π^0} , protonun enerjisine bağlı olarak yavaş bir şekilde ($\sim E_p^{1/2}$ olarak) artmaktadır (Şek.3.7). Diğer taraftan kozmik protonların enerji spektrumu $I(E_p)$, enerjiye bağlı olarak oldukça hızlı bir şekilde azalmaktadır. Comstock ve arkadaşlarına⁽³⁷⁾ göre güneş sistemi yakınında yaklaşık $E_p^{-2.6}$ bağıntısına uymaktadır. Şek.3.7 ve 3.8'de, sırasıyla η_{Π^0} ve $I(E_p)$ 'nin proton enerjisi E_p 'ye bağlı değişimleri görülmektedir.



pp etkileşmelerinden oluşan gama ışınları için diferansiyel kaynak fonksiyonunu aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$Q_{pp}(E_Y, \vec{r}) = 4\pi(2)n \int_{E_{k_0}}^{\infty} \sigma(E_Y, E_p) \eta_{\pi^0}(E_p) I_p(E_p, \vec{r}) dE_p \quad (3.37)$$

Burada,

n : gama ışınlarının oluştuğu (kaynak) bölgedeki yıldızlararası maddenin sayıca yoğunluğu (proton/cm³),

$I_p(E_p, \vec{r})$: kaynak bölgedeki kozmik ışın spektrumu (proton/cm²-s-sr-MeV),

$\eta_{\pi^0}(E_p)$: π^0 oluşumundaki çoğalım katsayısı (multiplicity) (π^0 sayısı/etkileşim sayısı),

E_{k_0} : protonların π^0 oluşturabileceği eşik kinetik enerji,

$\sigma(E_Y, E_p)$: enerjisi E_p olan bir protonun oluşturduğu π^0 mezonlarından oluşan E_Y enerjili gama ışını için etkin kesittir.

Her bir π^0 'ın bozunumundan iki gama ışını oluştuğu için "2" carpanı gelmektedir.

pp etkileşmelerinden oluşan gama ışınlarının yeryüzündeki şiddeti

$$I_{pp}(E_Y, \vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} Q_{pp}(E_Y, \vec{r}) dr \quad (3.38)$$

veya

$$I_{pp}(E_Y) = \frac{\langle L \rangle}{4\pi} \langle Q_{pp} \rangle \quad (3.39)$$

ifadeleriyle belirtilebilir. Burada $\langle L \rangle$, görüş doğrultusu çizgisinin etkin uzunluğunun ortalama değeridir. Verilen bir doğrultu için gerek 21 cm gerekse diğer radyo astronomi verilerinden

$$\int_0^\infty n_H(\vec{r}) dr = \langle n_H L \rangle \text{ hidrojen atomu/cm}^2 \quad (3.40)$$

değeri ölçülebilmektedir. Bu son iki ifadeyi birleştirip

$$I_{pp}(E_\gamma) = \frac{\langle Q_{pp}(E_\gamma) \rangle}{4\pi \langle n_H \rangle} \langle n_H L \rangle \quad (3.41)$$

eşitliğini yazabiliriz. Görüş doğrultusu çizgisi boyunca $\langle n_H L \rangle$ madde yoğunluğu, H_2 miktarını da içerecek şekilde

$$\langle n L \rangle = \langle n_{HI} L \rangle + 2 \langle n_{H_2} L \rangle$$

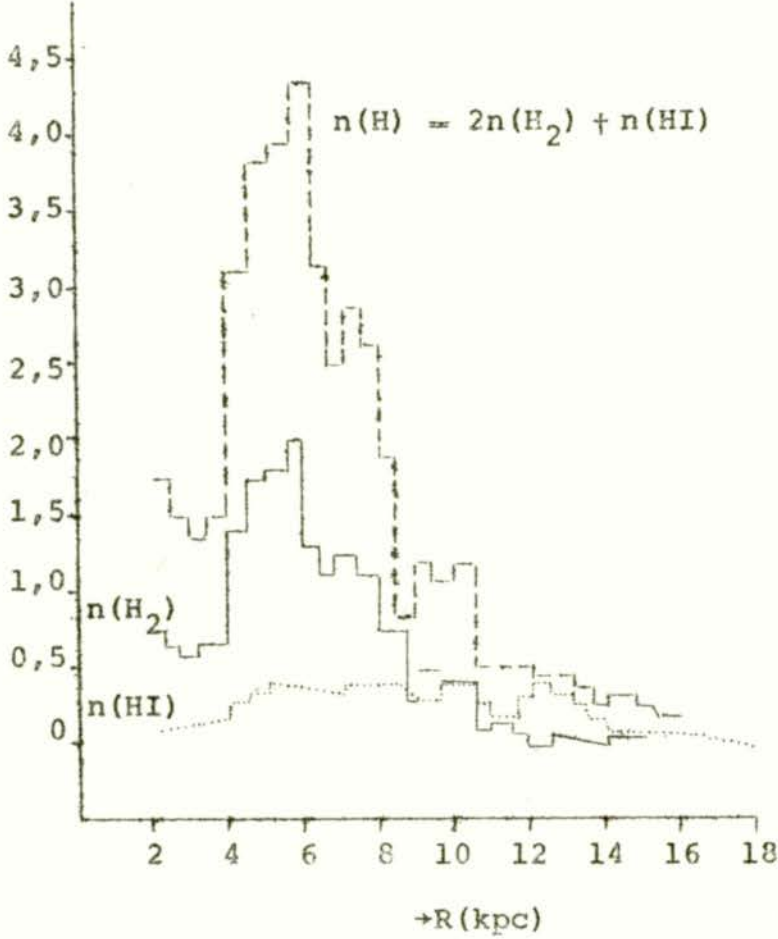
veya

$$\langle n L \rangle = \langle (n_{HI} + 2 n_{H_2}) L \rangle$$

olarak yazılabilir.

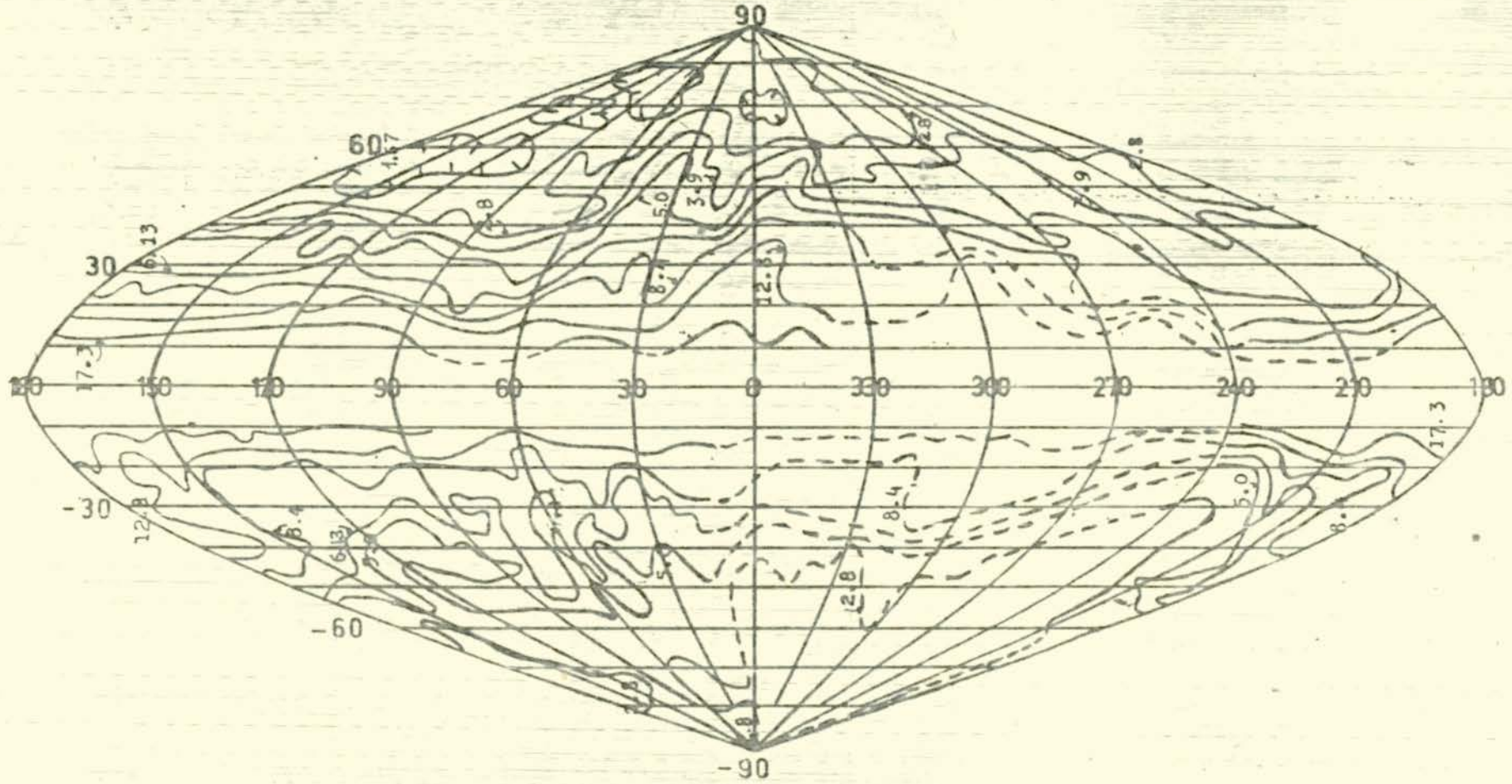
Yıldızlararası yaygın madde yalnızca yüksüz hidrojen den ibaret olmamakla birlikte, diğer önemli bileşen olduğu hesaplanan hidrojen molekülü (H_2), daha ziyade samanyolunun iç bölgelerinde ($d < 5$ kpc) önemlidir⁽³⁸⁾. Güneş sistemi çevresinde ($d = 10$ kpc) yaygın madde dağılımının, HI'in dağılımından çok farklı olması beklenmemektedir^(38,39). Bu durum Şek.3.9'da görülmektedir. Yüksüz hidrojenin dağılım haritası, Heiles⁽¹⁾ ile Garmire ve Kraushaar'ın⁽⁴⁰⁾ verileri birleştirilerek bütün uzay için Şek.3.10'da verilmektedir. Gökadamızda oluşan gama ışınları dağılımı ile HI dağılımı

Hidrojen yoğunluğu (sayı/cm³)



Şek.3.9. Gökada düzleminde, yüksüz (HI) ve moleküler hidrojenin (H_2) gökada merkezine olan uzaklığa bağlı olarak yoğunluk dağılımı ⁽³⁸⁾.

arasında paralellik beklenmektedir ⁽²¹⁾. Gökada diski bölgesindeki gama ışınlarının, yüksek madde yoğunluğuna bağlı olarak pp etkileşiminden doğan π^0 'ların bozunumundan oluşması beklenmektedir. Ancak Ramaty ve Westergaard'ın ⁽⁴¹⁾ da belirttikleri gibi, elektronlar gökada diski içerisinde hapsedilebiliyorlarsa frenleme ışıması da etkin bir gama ışıma süreci alabilir. Her iki durumda da gökada içerisindeki gama ışınlarının dağılımı ile madde dağılımı arasında önemli benzerlik beklemeliyiz. Demek ki



Şek.3.10. Yüksüz hidrojenin $|b| > 10^\circ$ enlem bölgesinde dağılımı (Heiles⁽¹⁾). Kesik çizgiler Garmire ve Kraushaar'dan⁽⁴⁷⁾ uyarlanmıştır. Harita üzerindeki değerler 10^{20} H/cm^2 birimi cinsindendir.

gökada kökenli gama ışınlarının şiddet dağılımı, gökadamızdaki elektron, madde ve kozmik ışın dağılımlarıyla bazı ilişkiler göstermelidir. Biz de çalışmamızda bu ilişkileri ortaya çıkarıp anlamayı hedefledik.

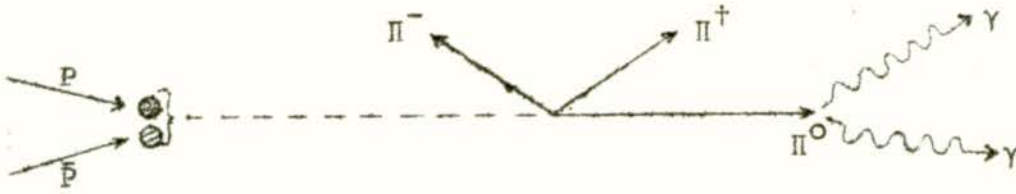
pp etkileşimleri ve gama ışıması sadece kendi gökadamızda olmayacaktır. Tüm evrende de bu yolla gama ışını oluşacağı hesaplanabilir, ancak gökadalararası ortamdaki kozmik ışın ve madde dağılımı gökadamıza oranla çok düşük olduğu düşünülmektedir⁽²⁸⁾. Örneğin hidrojen yoğunluğu, gökadamızdaki hidrojen yoğunluğundan 10^5 veya 10^6 kat daha azdır. Bu açıdan bakıldığında evrensel gama ışınlarını gözlemenin pek önem taşımayacağı düşünülebilir. Ancak evrenin büyüklüğü ve uzun yaşı nedeniyle bugün bu yolla oluşmuş önemli ölçülerde evrensel gama ışımasının varlığı söz konusudur. Evrenin ilk çağlarındaki kozmik ışın ve madde yoğunluğu, evrenin genişlediğini gözönüne alırsak, şu anda gözlediğimiz yoğunluğa göre çok daha büyük olmalıdır. Bu dönemlerde oluşacak gama ışınları bize çok uzaklardan olduğu gibi, çok uzak bir evrensel geçmişten ulaşacaklardır. Bu nedenle evrensel gama ışınları fotonlarının enerjileri, evrenin genişlemesi nedeniyle bir "evrensel kızıla kayma"ya (cosmological redshift) bağlı olarak azalır. Bu fotonların ilk yaratıldıkları enerjide değil, çok daha düşük enerjilerde gözlenmesi beklenir^(27,42).

B) Madde-Karşıtmadde Yokolması

Evrende karşıtmaddenin varlığı veya yokluğu, evrenbilim, genel görelilik, parçacık fiziği gibi çeşitli alanlar için önemli bir sorudur. İçinde eşit miktarda madde ve karşıtmadde içeren

çeşitli evren kuramları vardır^(43,44,45). Bu kuramları destekleyen evrenin genişlemesi, 3°K evrensel kalıntı ışıması gibi kanıtlar bulunmakla birlikte, güneş sistemi ve civarında karşıtmadde gözlenememektedir. Karşıtmaddenin varlığı veya miktarı konusunda da gama ışınları yardımcı olabilir.

Madde-karşıtmadde yokolma sürecini aşağıda Şek.3.11.'deki gibi gösterebiliriz.



Şek.3.11. Madde-karşıtmadde etkileşmesiyle gama ışını oluşumu

Astrofizikte özellikle üzerinde durulan iki temel madde-karşıtmadde yokolma süreci vardır: Çekirdek-karşıtmçekirder ve elektron-pozitron (e^-/e^+) yokolmalarıdır. Tipik bir proton-karşıtmproton yokolmasında, hepsi yüksüz olmayan yaklaşık beş piyon oluşmaktadır. π^0 parçacıklarının enerjileri küçük ise, oluşan gama ışınlarının enerjileri 67,5 MeV civarında yoğunlaşacaktır. Diğer taraftan gama ışınları, evrensel geçmişte oluşmuşlarsa, kırmızıya kaymadan ötürü, gözlenen enerjileri ilk enerjilerinden düşük olacaktır. Parçacıkların durgun veya hemen hemen durgun olduğu bir gözlem çerçevesinde, çekirdek-karşıtmçekirdek etkileşmeleri sonucu oluşan gama ışınları, pp etkileşmelerinde oluşan π^0 mezonlarınkine benzer spektral özellikler taşırlar. Bu durumda çekirdek-karşıtmçekirdek etkileşmelerinde temel reaksiyon, n, m, k, birer tam sayı olmak üzere,



ve seyrek olarak da,

$$p + \bar{p} \longrightarrow \gamma + \gamma$$

şeklindedir.

Madde-karşıtmadde etkileşmeleri kısaca $p\bar{p}$ olarak adlandırılır. Bu etkileşmeler gökadamızın dışındaki ışıma için sözkonusudur. Bu nedenle üzerinde daha fazla durmayacağız.

3.2. RADYO ASTRONOMİ

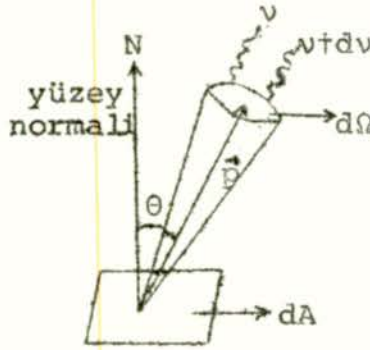
Yıldızlararası ortamın en önemli bileşeni hidrojen ve gökadamızın gerek disk bölgesi, gerekse sarmal kol bölgelerine ilişkin temel yapısı üzerindeki çalışmalarda çok önemli bilgiler sağlamış ve sağlamaktadır. Gökadamızdaki yaygın hidrojenin dağılımını radyo astronomi yardımıyla elde edebilmekteyiz. Bu nedenle radyo astronomi üzerinde kısaca bilgi vermeyi uygun bulduk.

Alexander ve Clark'ın⁽⁴⁶⁾ tanımlarına göre, gökküre üzerinde $d\Omega$ uzay-acılık bir bölgeden, $\vec{p}$ doğrultusunda bir dA alan elemanı üzerine dt süresinde, ν ile $\nu+d\nu$ frekans aralığında düşen fotonların dE enerjisi,

$$dE = I_\nu (dA \cos\theta) d\nu d\Omega dt \quad (3.42)$$

ifadesiyle verilir. Burada I_ν 'ye özgül şiddet veya parlaklık denir, birimi $\text{watt/m}^2\text{-Hz-sr}$ ($10^3 \text{ erg/cm}^2\text{-s-Hz-sr}$)'dir. θ , yüzeyin normali ile p doğrultusu arasındaki açıdır (şek.3.12).

Görülebileceği gibi, radyo astronomideki şiddet tanımı, daha önceki bölümde şiddet tanımından birimler bakımından ayrılmaktadır. Ancak kolaylıkla biri diğerine dönüştürülebilir.



Şek.3.12. Özgül şiddet geometrisi.

Radyo astronomide enerjiden çok güç kullanılır. Bu nedenle $dA' = dA \cos\theta$ izdüşüm alanı olmak üzere (3.42) ifadesi

$$\frac{1}{2} \frac{dE}{dt} = dP_v = \frac{1}{2} I_v dA' d\Omega dv \quad (3.43)$$

şeklinde yazılabilir. Noktasal radyo kaynakları durumunda

$$S_v = \int_{\text{kaynak}} I_v d\Omega = \frac{2 dP}{dA' dv} \quad (3.44)$$

şeklinde bir S_v akı yoğunluğu tanımlanmaktadır.

Özgül şiddet (I_v) aşağıdaki gibi Planck fonksiyonuyla da verilir.

$$I_v = \frac{2 h \nu^3}{c^2} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \quad \text{watt/m}^2\text{-Hz-sr'dır.} \quad (3.45)$$

Radyo ışıma bölgesinde fotonların enerjisi ısısal dengedeki parçacıkların ısı enerjisinden düşük olup $h\nu \ll kT$ 'dir ve bu koşullar altında (3.45) denklemi,

$$I_v = \frac{2 k T_p}{c^2} \nu^2 \quad \text{watt/m}^2\text{-Hz-sr} \quad (3.46)$$

şeklinde "Rayleigh-Jeans" denklemine dönüşür.

Burada T_p , kaynağın parlaklık sıcaklığıdır. Radyo astronomi - de her radyo ışımasına bir parlaklık sıcaklığı karşı getirilir. Tanım olarak parlaklık sıcaklığı, gözlenen nesneyle belirli bir frekansta aynı miktar enerji ışıyan eşdeğer bir kara cismin sıcaklığına karşı gelir. Radyo frekanslı kaynakların şiddeti genellikle (3.46) ile tanımlanan parlaklık sıcaklığı cinsinden verilir. Yani değişik bir şekilde yazacak olursak

$$T_p = \frac{I_v c^2}{2 k v^2} = \frac{I_v \lambda^2}{2 k} \quad (3.47)$$

olur. Burada k Boltzmann sabitidir. Bu nicelikler, bir elektron spektrumu ile ilişkilidirler. Dolayısıyla uzayın herhangi bir doğrultusunda ölçtüğümüz parlaklık sıcaklığı o doğrultudaki ışıyıcı parçacık sayısı ile orantılı olmaktadır. Bu düşünceyle çalışmalarımızın bir bölümünde uzayın parlaklık sıcaklığı dağılım haritasını elektron dağılımının bir ölçütü olarak kullanarak, uzayın parlaklık sıcaklığıyla yüksüz hidrojenin carpımı ($HIXT_p$) dağılımı ve gama ışınları dağılımını gözönüne alıp aralarındaki ilişkiyi inceledik.

Gama ışınlarının pp ve frenleme ışımasında olduğu gibi, yıldızlararası maddeye de bağıllık göstermesini beklediğimizi belirtmiştik. Bu nedenle yıldızlararası maddenin dağılımı hakkında da bilgi elde etme yöntemimini vermeyi uygun bulduk.

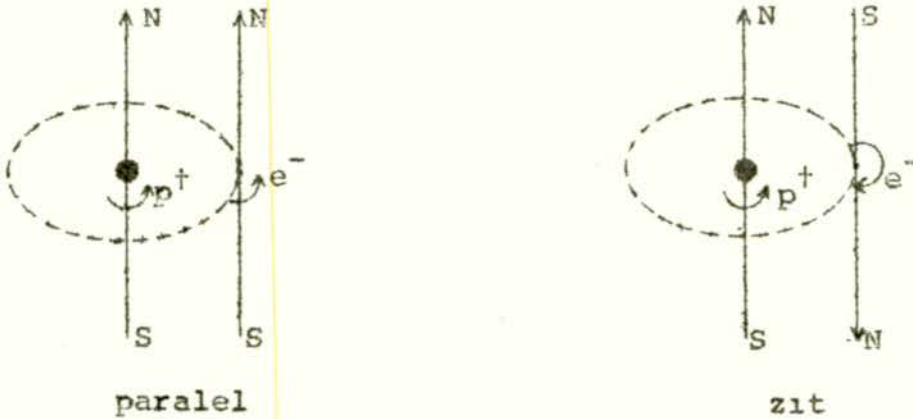
3.2.1. Hidrojenin 21 cm Işınması

Gökadamızdaki atomik hidrojen üzerindeki çalışmalar, hidrojen atomunun taban durumunda proton ile elektronun manyetik momentlerinin etkileşimleri sonucunda aşırı ince yarılmasının oluş-

turduğu 21 cm dalgaboyundaki radyo ışıma çizgisi temel alınarak yürütülmüştür.

İlk olarak 1944'te Van de Hulst tarafından teorik olarak varlığı öngörülen 21 cm çizgisi, yüksüz hidrojenin gökadamadaki varlığını saptamada en önemli etkindir. Bu ışıma ilk kez 1951'de Ewen ve Purcell tarafından saptandı⁽⁴⁷⁾. Laboratuvarlarda bu ışımanın frekansı, 1960'lı yıllarda hidrojen maserleri kullanılarak ölçülmüş ve 1420,405752 MHz olarak bulunmuştur⁽⁴⁸⁾.

Bilindiği gibi hidrojen atomundaki elektron ve protonun ayrı spin hareketleri vardır. Bu spin hareketlerinin karşılıklı etkileşmelerinden ötürü hidrojen atomunun taban durumu, gerçekte birbirine çok yakın iki düzeyden oluşmaktadır. Taban durumundaki bir hidrojen atomunda elektronun spini, protonun spinine ya paralel ya da zıttır (Şek.3.13).



Şek.3.13. Taban durumundaki bir hidrojen atomunda elektron ve proton spinlerinin birbirine göre durumu.

Spinlerin paralel olma durumunda elektronun protondan ayrılması, zıt olma durumuna göre daha kolaydır. Dolayısıyla spinlerin paralel olma durumundaki enerji düzeyi, zıt olma durumundaki enerji düzeyinden daha yukardadır. Bu nedenle de paralel

durumdan zıt duruma kendiliğinden geçişler olur. Bu taban durumun ikiye ayrılmasına taban düzeyin aşırı ince yapısı denir. İşte paralel spin durumundan, zıt spin durumuna kendiliğinden geçişte enerji farkının karşılık geldiği 21 cm dalga boyunda bir foton yayınlanır. Bu ışımaya hidrojenin 21 cm ışıması denir. Hem belirtelim ki bütün geçişler kendiliğinden olmaz. Atomların çarpışması sonucunda da bu geçişler olabilmektedir. Yüksüz hidrojene bir etki yapılmazsa kendiliğinden geçiş için 11 milyon yıllık bir ömür hesaplanmaktadır. Hidrojen atomları sık olmamakla birlikte aralarında çarpışarak birbirlerine etki ederler ve bunun sonucunda taban düzeydeki yüksüz bir hidrojen atomu ortalama 110 yılda bir 21 cm lik foton yayınlar. Bu nedenle 21 cm çizgisi, yüksek duyarlıklı radyo gözlem teknikleri ile rahatlıkla saptanabilecek kadar kuvvetli olmaktadır. Fakat bu çizgi beklenildiği kadar da keskin (dar) değildir, çünkü hidrojen atomları uzayda rasgele yönlerde hareket halindedirler. Doppler kaymasından ötürü bu hareketler, çizgide belirli bir yayılmaya neden olur. Bu genişlemede gökadanın dönmesinden ileri gelen Doppler kaymasının da etkisi vardır.

21 cm lik foton yayınlanmış bir hidrojen atomu, mümkün olan en düşük enerji düzeyine iner ve başka bir çeşit ışıınım yayınlamayamaz. Bununla birlikte atom bir süre sonra morötesi fotonlar soğurarak uyarılabilir ya da iyonlaşabilir. Bu uyarma veya iyonlaşma yeniden 21 cm lik bir foton yayınlama olanağı doğurabilir.

DENEYSEL KISIM

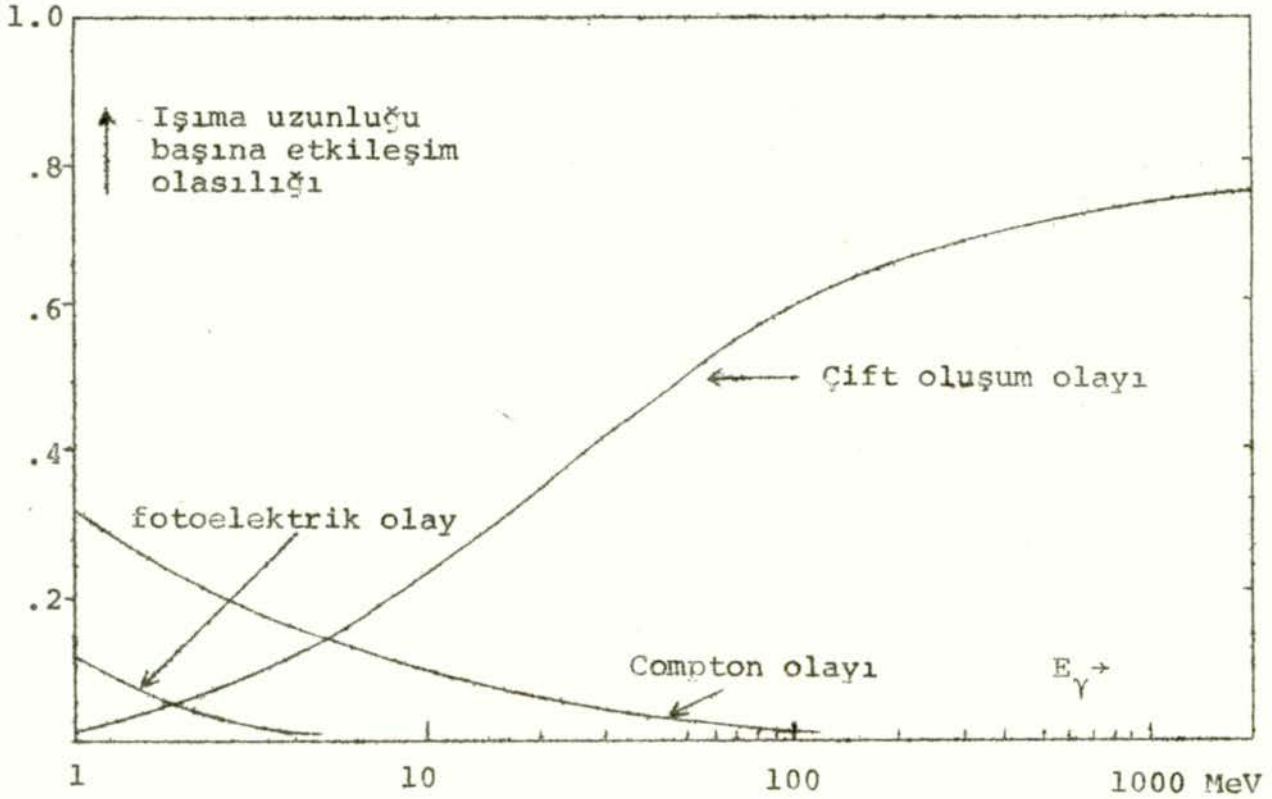
4.1. GAMA IŞINLARINI SAPTAMA TEKNİKLERİ

Bilindiği gibi göksel (celestial) gama ışınları üzerindeki ilk önemli gözlemsel çalışmalar, Cobb ve arkadaşları⁽¹⁴⁾, Ögelman ve arkadaşları⁽¹⁵⁾, Frye ve arkadaşları⁽¹⁶⁾ tarafından yer atmosferinin üst katmanlarına gönderilen balonlar aracılığıyla yapılmıştır. Ancak, balonlar atmosfer dışına çıkamadıkları için, elde edilen veriler, yeterince duyarlı olmaktan uzak kalmıştır. Daha sonraları yapma uydu teknolojisinin gelişmesi, yer atmosferinin dışına çıkmağa olanak vermiş ve çok daha sağlıklı veriler elde edilmiştir. Bu çalışmamızda değerlendirdiğimiz gama ışınları verileri yukarıda belirtilen amaç için geliştirilen ve SAS-2 adıyla yörüngeye yerleştirilen uydudaki gama ışınlarını algılayan teleskoptan elde edilmiştir.

Evrenin ve gökadamızın araştırılmasında, enerjisi 100 Mev civarında olan gama ışınlarının, bunları oluşturacak süreçlerin yaygınlığı nedeniyle önemli yardımı olması beklenmektedir. Bu kadar yüksek enerjiye sahip fotonların madde ile etkileşmeleri ise çift oluşturma yoluyla olur. Daha küçük enerjilerde oluşturulan fotoelektrik olay ve Compton saçılması etkileşmeleri artık sözkonusu edilemez. Çift oluşturma etkileşmesi, enerjiye bağlı olduğu gibi, aynı zamanda etkileşen maddenin atom numarası Z 'ye de bağlı olup, Z büyüdükçe etkileşme etkin kesiti büyümektedir⁽²⁷⁾. Gama ışınlarının madde ile etkileşmesindeki bu özellikler Şek.4.1 ve 4.2'de daha açık olarak izlenebilir. Bu durum gözönüne alındığında her yüksüz parçacığın gözlenmesinde temel amaç olan yüklü ikincil parçacıklar oluşturma tekniği, gama ışınlarına da uygulanmaktadır.

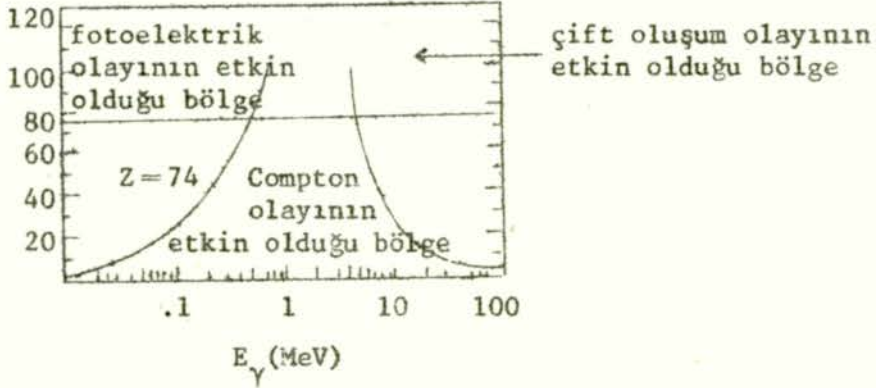
Büyük atom numaralı bir madde içinden geçen gama ışını, belli bir olasılıkla e^-/e^+ (elektron-pozitron) çifti oluşturmaktadır. Oluşan çiftin özelliklerinin saptanması ve gama ışınlarının çevredeki diğer parçacık ışımalarından ayırdedilmesi, gama ışınları teleskopunun temelini oluşturur.

Gama ışınları astronomisinde uygulanan ilk teknikler, oluşan e^-/e^+ 'nin gecirgen (hava gibi) bir ortam içinde Çerenkov ışını salması ve bu ışının saptanması temeline dayanıyordu. Ancak, bu tekniğin acısal ve enerji çözümlemeleri duyarlı olmaktan uzaktı. Ayrıca zaman kaydetmede güçlükler vardı. Kivılcım



Şek.4.1. Tungsten ($Z = 70$) için gama enerjisinin fonksiyonu olarak γ -ışını etkileşim olasılıkları (49).

Soğurucunun
atom numarası (Z)



Şek.4.2. Üç temel gama ışını etkileşiminin etkinlik bölgeleri. Yatay çizgi SAS-2'de dönüşüm maddesi olarak kullanılmış olan tungstene karşı gelir⁽⁵⁰⁾.

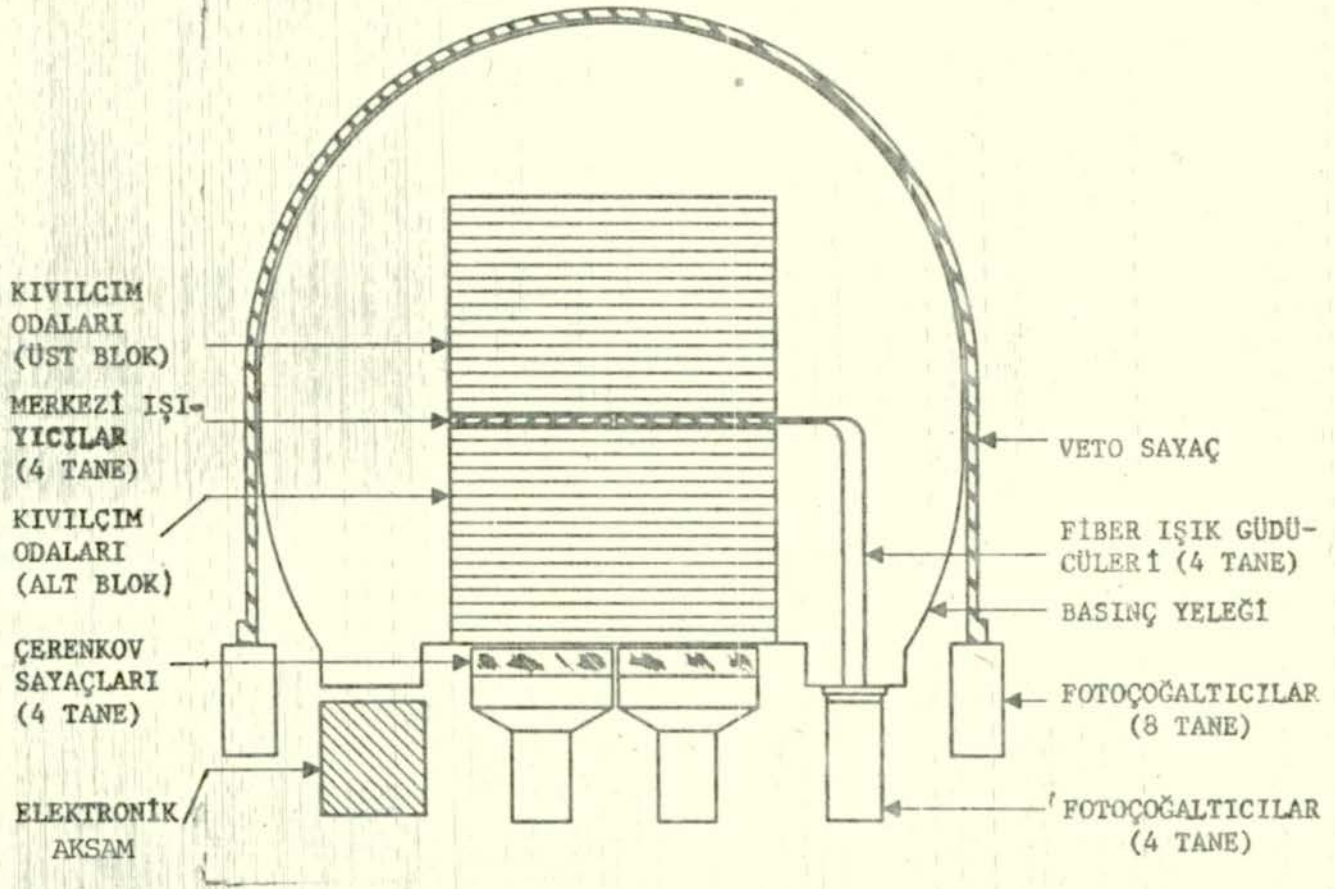
odalarının e^-/e^+ çiftini izlemede kullanılması, gama ışınları astronomisinde önemli bir adım atmıştır. Ayrıca çift oluşturacak yüksek atom numaralı maddenin kıvılcım odaları arasına dağıtılması düşüncesi yeni bir adım olarak acısal ve enerji çözümlemede önemli ilerlemeler sağladı.

Bütün bu ayrıntıları içeren çok plakalı ve çok kıvılcım odalı bir gama ışınları teleskopu, bir uydu deneyi için, bir NASA araştırma merkezi olan GSFC'de (Goddard Space Flight Center) hazırlandı ve SAS-2 uydusu adı ile yörüngeye yenleştirilmek üzere 1972 kasımında uzaya fırlatıldı. 1973 haziranına kadar 200 gün çalıştı. Bu çalışmamızda kullandığımız gama ışın verileri bu teleskopla elde edilmiş olan verilerdir.

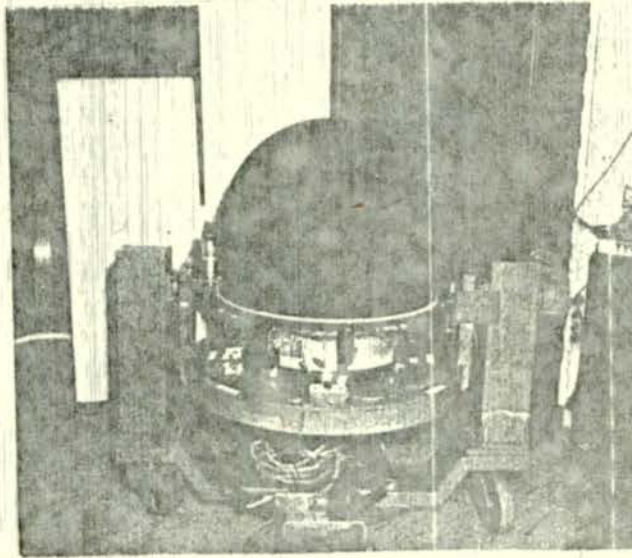
4.2. DENEY DÜZENİ

4.2.1. SAS-2 Gama Işınları Teleskopunun Tanımlanması

Bu teleskop, Fichtel ve arkadaşları⁽¹⁸⁾ tarafından geliştirilmiş olup, 1/5 ölçekli bir şeması Şek.4.3'te verilmektedir. Şek.4.4'te de fotoğrafları görülmektedir.



ŞEK.4.3. SAS-2 GAMA IŞINLARI TELESKOPUNUN ŞEMATİK GÖSTERİMİ
(ölçek: 1/5).



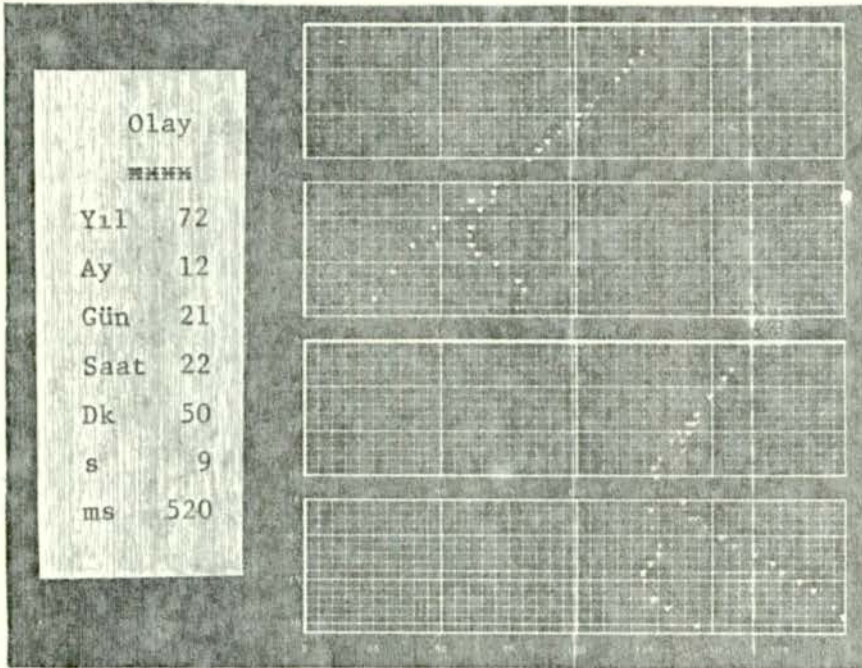
Şek.4.4. SAS-2 gama ışınları teleskopunun NASA-GSFC'den alınmış bir fotoğrafı. Siyah kubbe, veto-sayaç (anticoincidence cone) görevini yapmaktadır.

SAS-2 teleskopunun geniş görüş açısı($\pm 30^\circ$), yüksek açısal ayırma gücü (1° - 2°), enerji ölçme yeteneği ($\Delta E/E \approx 50$) ve gama ışınlarını diğer kozmik ışınlardan ayırabilme olanağı gibi, kendinden önceki deneylerde kullanılan aygıtlara göre daha üstün özelliklere sahiptir. Teleskopun yapısını Şek.4.3'ten izlersek en dışta gama ışınlarını yüklü parçacıklardan ayıracak bir veto-sayac vardır. Şek.4.4'te siyah kubbe şeklindeki bölüm olarak görülen veto-sayaç, bir plastik ışıyıcı olup, icinden yüklü parçacık geçtiğinde elektronik sinyaller verir. Böylece teleskoptan geçeceğini bildiğimiz, gama ışınlarından 10^4 kez fazla olan yüklü parçacıkların algılanmasını önler. Hemen kubbenin altında ise, iki blok halinde dönüşüm plakaları ve bunların arasına yerleştirilmiş durumda kıvılcım odacıkları vardır. Gama ışınlarını e^-/e^+ çiftine dönüştürecek olan bu plakalar tungstenden ($Z=74$) yapılmış olup, 25 cm x 25 cm boyutlu ince levhalardır. Levhaların kalınlığı 0,102 cm olup 0,03 ışıma uzunluğuna (çift yaratma olasılığına) karşılık gelmektedir. Her plakadan sonra bir kıvılcım odacığı vardır. Üst bloktaki 15 plaka ve 16 kıvılcım odacığından sonra, üst ve alt bloklar arasına 12,7 cm x 12,7 cm x 0,5 cm boyutunda "merkezi ışıyıcılar" (MI) dediğimiz dört tane plastik ışıyıcı konmuştur. Bunlar fotocoğaltıcı tüpler tarafından gözlenmekte, böylelikle bunların icinden geçen parçacıklar (oluşturulan e^-/e^+ dahil) saptanmaktadır.

(MI)'ın altındaki ikinci blok, üst blokun aynısı olup yine 15 dönüşüm plakası ile 16 kıvılcım odacığından oluşur. Bu blokun da altına yine plastikten yapılmış, herbiri 2,5 cm kalınlıkta olan 4 tane "Çerenkov sayaçları" (ÇS) sistemi vardır. Bu sistem, yukarı taraftan gelen parçacıkları (e^-/e^+ çifti gibi), aşağı yönden

gelen (istenmeyen) parçacıklardan ayırmağa ve aynı zamanda teleskopu harekete gecirmeğe yarar. Bütün teleskop hacmi, 1 atmosfer basıncında %98,5 neon, %1 argon ve %0,5 etanol gazları ile doldurulmuştur.

Gama ışınları en dıştaki veto sayactan geçerek üst taraftaki plaka-kıvılcım odaları sistemine gelir. Buradaki plakalardan birinde belli bir olasılıkla e^-/e^+ çiftine dönüşür. Oluşan elektronlar, yolları üzerinde önce (MI)'dan sonra da (ÇS)'dan geçerek sistemin uyarılmasını sağlarlar. Bunun sonucunda kıvılcım odalarına uydu tarafından yüksek gerilim sağlanır. e^- ve e^+ 'nin geçtiği yollar boyunca yaptıkları iyonlaşma, kıvılcım odalarında kıvılcımlar oluşturur. Bu kıvılcımların yeri, kıvılcım odaları tarafından saptanmaktadır. e^- ve e^+ 'nin hareketi birbirine dik iki düzlemde gözlenir ve kaydedilir. SAS-2 teleskopu tarafından elde edilmiş böyle bir örnek kayıt bazı açıklamalarla birlikte Şek.4.5'te verilmektedir.



Şek.4.5. Tungsten plakalardan birisiyle etkileşen bir gama ışının oluşturduğu e^-/e^+ çifti izinin birbirine dik iki düzlemde görüntüsünü veren bir mikrofilm. Z eksenini düşey olup, şeklin üst yarısı XZ düzlemindeki görüntü, alt yarısı YZ düzlemindeki görüntü, sol tarafta olayın kaydedildiği tarih belirtilmiştir.

e^- ve e^+ 'nin plakalardan geçişleri, bunların saçılmalarına neden olur. Bu saçılmanın miktarı e^-/e^+ çiftinin enerjilerine bağlıdır. Yüksek enerjili elektronları saptırmak daha zordur. Düşük enerjili olanlar ise, kolayca sapmaya uğrayarak ilk doğrultularını değiştirirler. Geliştirilmiş bulunan özel bir yöntemle e^-/e^+ 'nin (dolayısıyla gelen gama ışınlarının) enerjileri sapma miktarlarından elde edilir. Bu hesaplamalarda hata oranı yüksek olmakla birlikte, çok fazla sayıda olaya uygulamanın verdiği dağılım gerçeğe oldukça uymaktadır. e^-/e^+ izlerinin tepe noktasına en yakın 3 veya 4 izle elde edilen doğruyu saptayıp izlerin enerji ağırlıklı açısı ortayı yardımıyla gama ışınının yönü bulunabilmektedir. Her olayın zamanı ± 1 milisaniye duyarlılıkla saptanabilmekte ve bu bilgi de diğer bilgilerle birlikte radyo köprüsü aracılığı ile yere iletilmektedir.

4.2.2. Uydu Parametreleri ve Deneyin Çalışma Programı

Aşağıda ayrıntıları kısaca verilecek olan teleskop ayar çalışmalarından sonra, SAS-2 uydusu 15 kasım 1972'de ekvatorial bir yörüngeye oturtulması için Kenya'dan uzaya fırlatıldı ve deney 19 kasım 1972'de başlatıldı. Yerden ortalama 550 km (610 km ile 440 km arasında değişen) yükseklikte dairesel ve ekvatorial yörüngeye oturtulan uydu, 8 ay süreyle yere uygun gama ışını verileri gönderdi. Uydu, yer çevresindeki bir dolanımını 94 dakikada tamamlıyordu. Teleskopun çevrildiği yön $0,3^\circ$ doğrulukla saptanabiliyordu. Ekvator-Quito'daki yer istasyonuna radyo ile ulaşan gama ışını verileri ve uydunun durumu hakkındaki bilgiler oradan ABD-GSFC'e ulaşmaktaydı. Bilgisayarlar yardımıyla mikro-

filme dönüştürülen verilerin bir kopyası ODTÜ Fizik Bölümü Uzay Bilimleri Laboratuvarı'na gönderilmektedir. Bu iki merkez (GSFC ve ODTÜ) önceden belirlenen kurallara uyan gama ışınlarını ayıklamış, ayrı ayrı okumaların karşılaştırılmasından ve resimlerdeki gereksiz kıvılcımların temizlenmesinden sonra, her olay hakkındaki bilgiler (her kıvılcım odasında elektronların yeri, olayın zamanı) bilgisayarlara verilmiştir. Erenjisi ve yönü sapta- nan her gama ışını, analiz edilmek üzere bir "Olay Kütüğü"ne kaydedilmiştir. Bu kütük, çözümleme ve yorum çalışmalarının temelidir.

Mikrofilmlerin okunması sırasında, veriler arasında gama ışınlarını ayırmada kullanılan en önemli ölçüt, e^-/e^+ çiftine ait izlerin en az bir görüntüde ters V veya ters Y şeklinde olmasıdır (Bkz.Şek.4.5). Bu olayları çözümlerken, hata yüzdesini elden geldiğince küçültmek için çeşitli yan kurallar da uygulanmıştır. Örneğin teleskopun duvarlarında başlayan her türlü olay, plakalar dışında oluşmuş olan çiftler, izlerinden biri çok kısa olan izler, tek izli olaylar, en üst kıvılcım odasında kıvılcım gösteren bütün olaylar, alt kıvılcım odaları grubunda başlayan olaylar, oluşan çiftin θ açılım açısı her iki görüş yönünde de 35° 'yi geçen olaylar ve 35 MeV'tan daha küçük enerjili gama ışınları analiz dışı bırakılmışlardır.

Başlangıçta planlanan uzay gözlem programı, bir yıl içinde bütün uzayın yeteri kadar canlı-gözlem süresi (duyarlık) ile taranması temeline dayandırılmıştı. Uydu bir yöne çevrildiğinde yaklaşık bir hafta süreyle aynı yönde bırakılıyor ve bu sırada o yön etrafındaki yaklaşık 30° 'lik koni içinde kalan bölge göz-

leniyordu. 8 haziran 1973'te uydu, elektronik devrelerin birinde ortaya çıkan bir arıza nedeniyle çalışmasını sona erdirdiğinde, 28 gözlem haftası tamamlanmış ve uzayın 8 60'lık bölümü gözlenmiş bulunuyordu. Şek.4.6. SAS-2 tarafından gözlenen bölgele-ri gökada koordinat sistemi (l, b)'de göstermektedir.

4.2.3. SAS-2 Gama Işınları Teleskopunun Ayarlanması

SAS-2 teleskopuyla yapılan deneylerde elde edilen veri ve sonuçların güvenilirliği, teleskopun etkin alanının, açısal ve enerji çözümleme gücünün ve açısal tepkisinin iyi bilinmesine bağlıdır. Bu parametrelerin sağlıklı bir şekilde saptanması için geniş bir ayar (kalibrasyon) programı planlanmış ve gerçekleştirilmiştir.

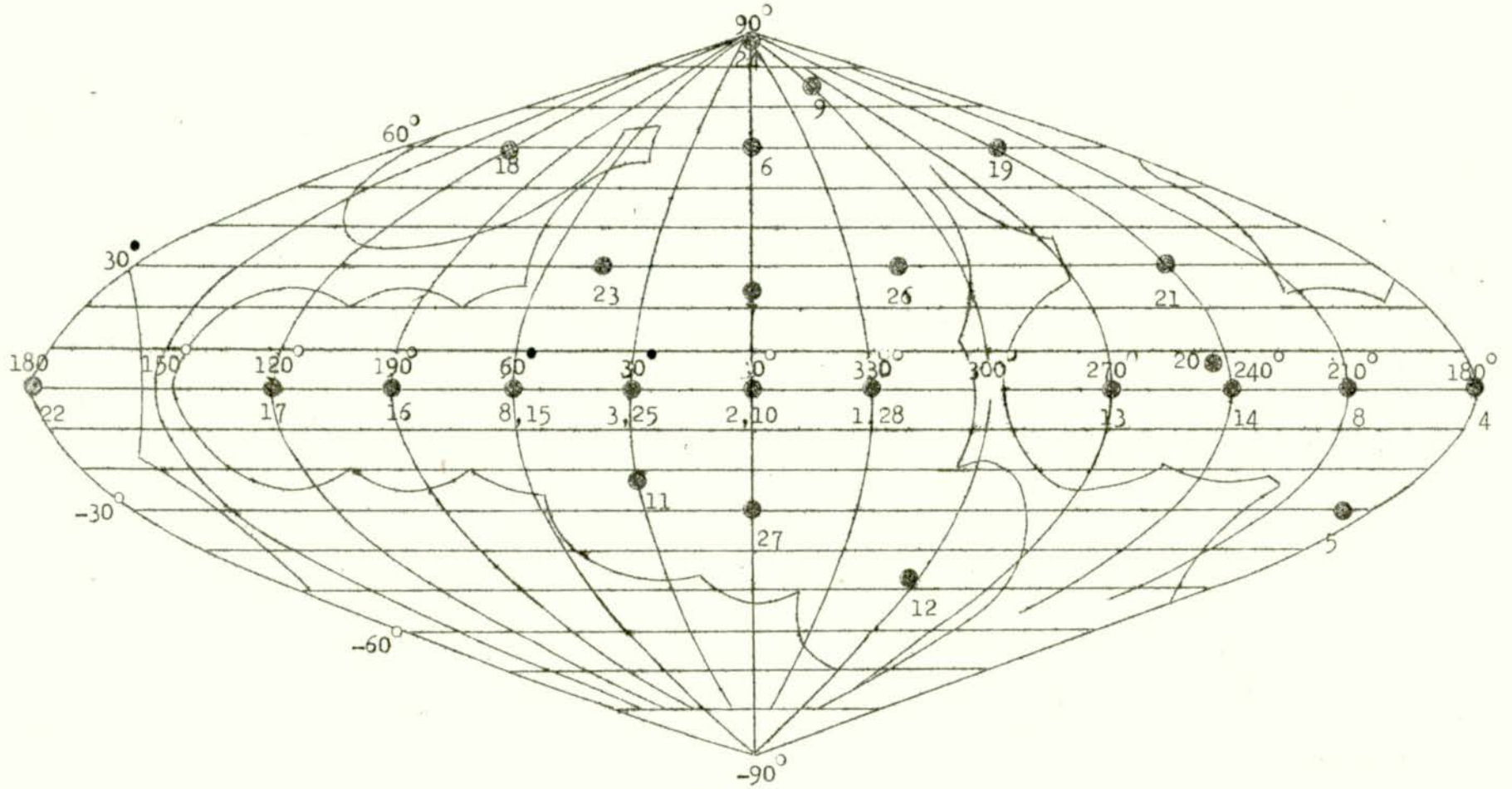
Bu program üç bölümde özetlenebilir :

i) Parcacık hızlandırıcılarında esas ve yedek teleskop kullanılarak yapılan ayar çalışmaları (Teleskop başlangıçta iki kopya olarak yapılmıştı. Bunlardan biri uzaya gönderilmiş, diğeri ayar çalışmalarında kullanılmıştır. İkincisi halen GSFC'dedir).

ii) Monte Karlo tekniği ile teleskop çalışmasının bilgi-sayar yardımıyla taklidi temeline dayalı ayar çalışmaları.

iii) Uydunun uçuşu sırasında atmosfer kaynaklı gama ışınları ile teleskopun doğrudan ayarlanması.

Birinci bölüme ait çalışmalar, ABD-GSFC'deki grup tarafından gerçekleştirilmiştir. Hızlandırıcılarda gerçekleştirilen ve bilinen açı ve enerjideki gama ışınlarının teleskop üzerine düşürülmesi ve teleskopun tepkisinin saptanması temeline dayanan bu



Şek.4.6. Gökada koordinatları(l, b)cinsinden SAS-2 tarafından gözlenen bölgeler. Siyah noktalar gözlem yönünü, rakamlar gözlem dönemini göstermektedirler. Siyah nokta çevresindeki 30° lik uzay bölgesi, gözlem alanıdır. Her bölge yaklaşık bir hafta gözlenmiştir.

calışmalar sonucunda;

- a) teleskopun etkin alanı,
- b) teleskopun enerji cözümleme gücü,
- c) teleskopun acısal cözümleme ve acısal tepki fonksiyonu saptanmıştır⁽⁵⁵⁾.

İkinci bölüm calışmalarına, Ankara ODTÜ'de 1972 yılında başlanmıştır⁽⁵⁶⁾. Daha sonra yapılan genişletme, düzeltme ve ayrıntıların eklenmesiyle^(57,58) teleskopun etkin alanı ve enerji cözümleme gücünü saptama calışmaları yapıldı. Elde edilen sonuçların hızlandırıcı sonuçlarıyla uyum halinde olması, teleskop ayar calışmalarına olan güveni arttırmıştır.

Monte Karlo Ayar Programı (MKAP) olarak kısaltacağımız bilgisayar programı, SAS-2 teleskopunun içine giren bir gama ışının karşılaştığı fiziksel süreçleri, Monte Karlo tekniğiyle taklit etme temeline dayanır. Monte Karlo tekniği, analitik sonuçları elde etmenin çok zor veya olanaksız olduğu durumlarda, sayısal cözümler elde etmek için sık sık kullanılan bir yöntemdir. Bir fiziksel olayın çok sayıda tekrarından elde edilen sonuçların dağılımı, o olay hakkında bize çok yararlı bilgiler verebilir. Tekrarlama sayısını arttırdıkça gerçek davranışa biraz daha yaklaşılır. Bilgisayarların çok hızlı gelişmesi, bu tekniğin fizikten sosyal bilimlere kadar çeşitli alanlarda uygulanmasını sağlamıştır.

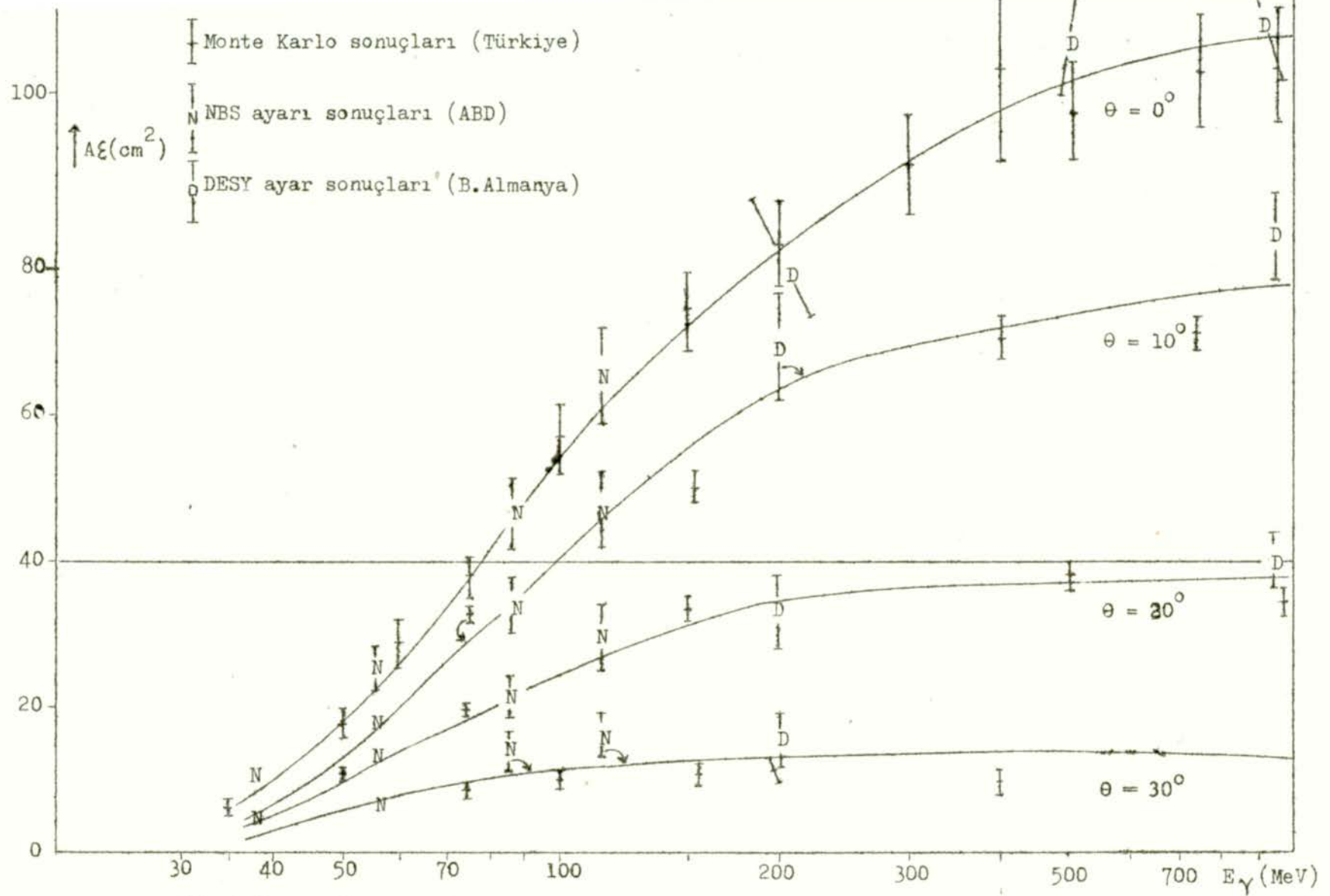
SAS-2 deneylerinde temel olarak iki önemli süreç vardır:

- 1) Bir gama ışının çeşitli koşullar altında (enerji, geliş acısı, içinden geçilen maddenin atom numarası ve kalınlığı gibi) bir çift oluşturması ve bunun bağlı olduğu olasılık dağılımları.

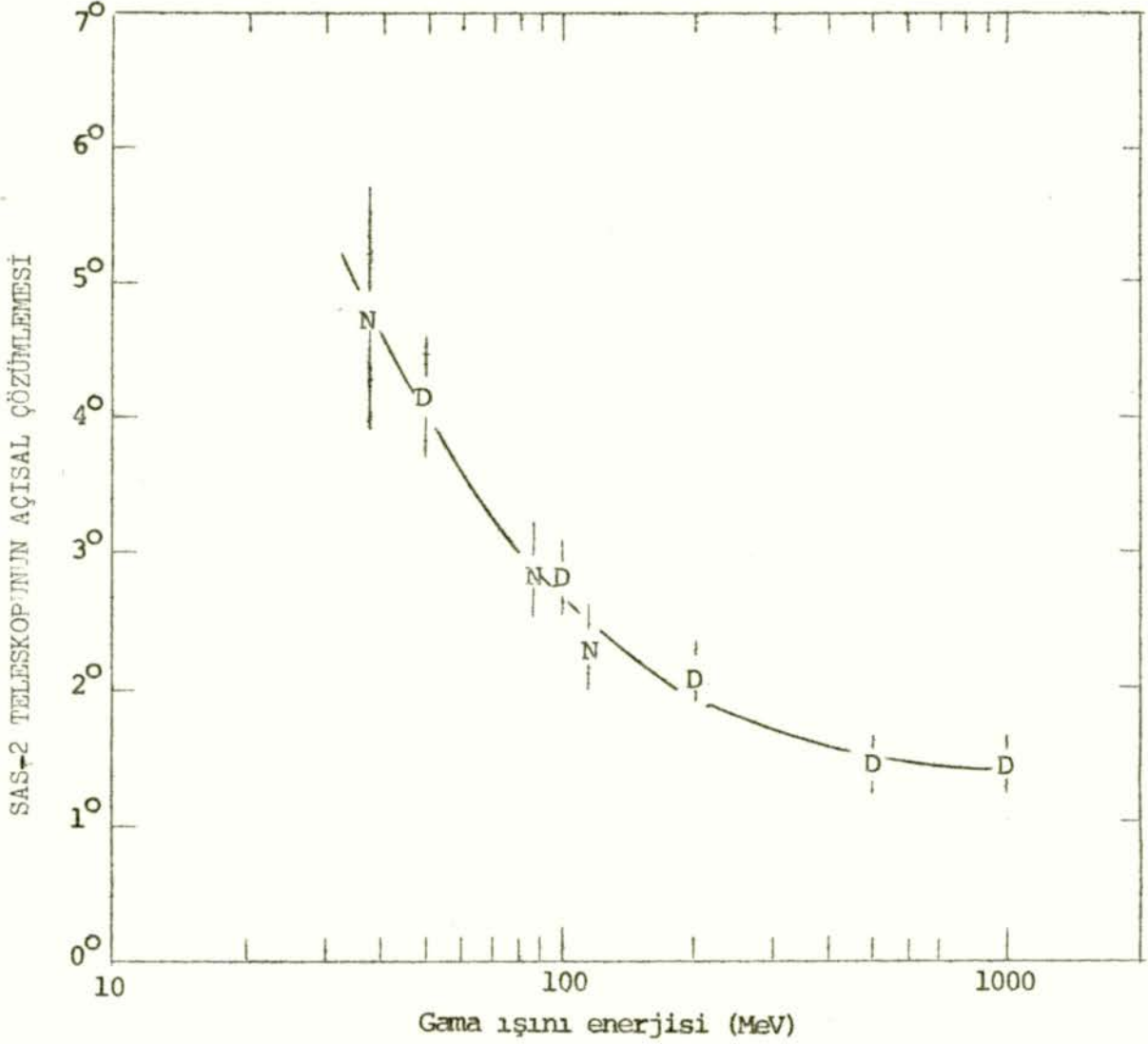
ii) Oluşturulan e^-/e^+ 'nin, tungsten plakalardaki çok katlı Coulomb saçılmalarının bağlı olduğu etkenler ve dağılımlar. Bu son süreç, saçılma açısının, plaka kalınlığı, elektron enerjisi gibi çeşitli koşullar altında bağlı olduğu olasılık dağılımlarını içerir. Her iki sürece ait dağılımlar Rossi⁽⁵⁹⁾ tarafından ayrıntılı olarak verilmektedir. Bu durumda bir gama ışınının SAS-2 teleskopunda kaydı, bir dizi seçim yapma olarak düşünülebilir. Her adımda doğru seçme yapmak, Monte Karlo tekniğinin uygulanmasını gerektirir. Biz, MKAP'nın ayrıntıları üzerinde durmayacağız. Bu programla ilgili ayrıntılı bilgi (54) numaralı kaynaktan verilmiştir.

SAS-2 teleskopunun etkin alanı $A_e(E_\gamma)$, acısal çözümleme $\Delta\theta(E)$ ve acısal tepki $g(\theta)$ fonksiyonlarının dağılımı sırasıyla Şek.4.7 , 4.8 ve 4.9 olarak verilmektedir. Bu dağılım fonksiyonları, elde edilen gama ışınları sayısını, akı ve şiddet birimlerine çevirmede, geliş yönleri ile enerjiyi yeterli duyarlılıkta saptayarak enerji spektrumunu hesaplamada kullanılmaktadır.

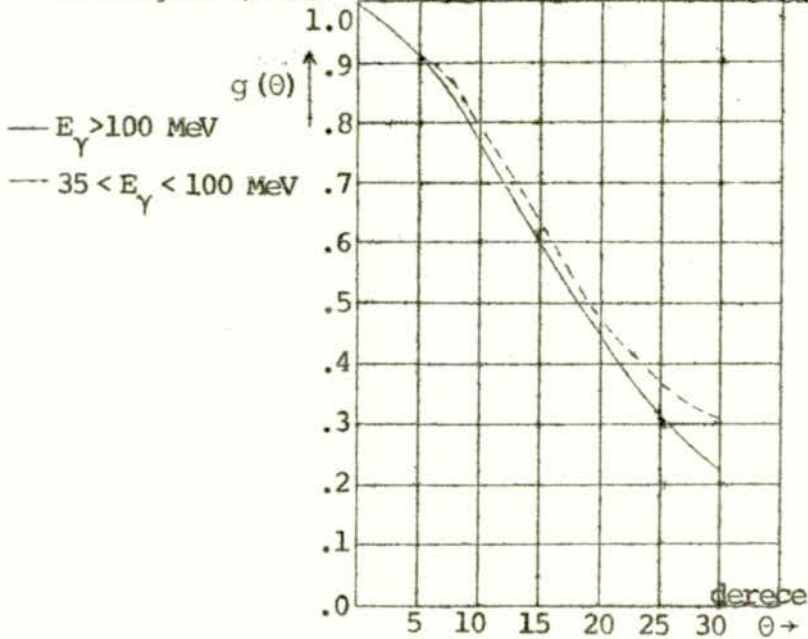
Ayar çalışmalarının son aşaması ise, uydunun uçuşu sırasında gerçekleştirilmiştir. Şek.4.10'da da görülebileceği gibi, uydunun bir tam dönme süresinin yarısını yerin atmosferine, diğer yarısını da uzaya bakarak gecirmektedir. Atmosfer, kendisiyle sürekli çarpışmakta olan kozmik ışınlar nedeniyle şiddetli bir gama ışını kaynağıdır ve şiddeti uzaydan beklenen gama ışını akısının 50-100 katı kadardır. Uydunun atmosfere dik baktığı gözlem haftaları sırasında, atmosfer gözlem süresinin en ortasında, teleskopun zaman içinde değişmeyen bir gama akısı karşısından geçtiği saptanmıştır. Bu özelliğe sahip gözlem haftalarında yapılan gama ışını sayıları haftadan haftaya çok az değişmektedir.



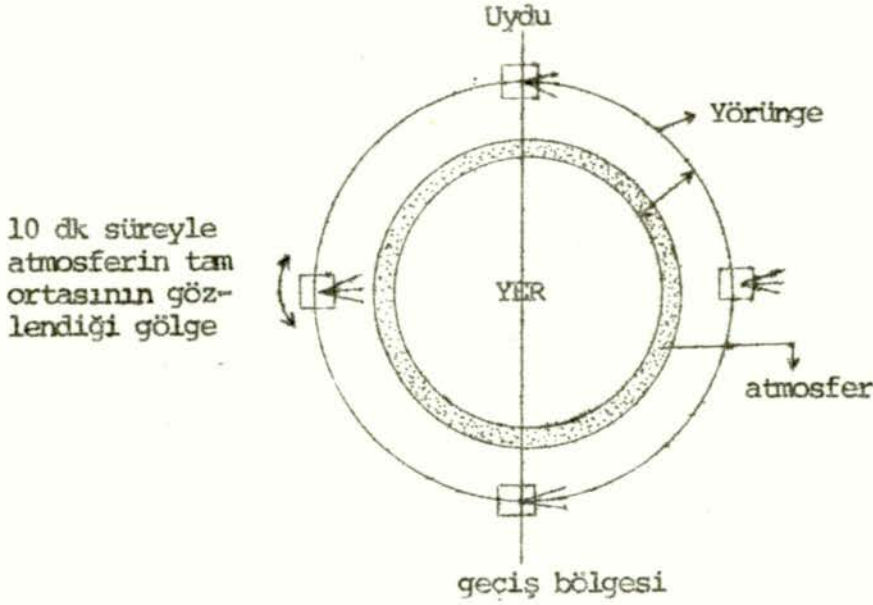
Şek.4.7. SAS-2 teleskopuna gelen gama ışınları enerjisine bağlı olarak, hızlandırıcı ve Monte Karlo çalışmalarından elde edilen, SAS-2 teleskopunun etkin alanı ($A\xi$)'nin değişimi. θ , gama ışınlarının geliş açısıdır(22).



Şek.4.8. Gama ışınları enerjisinin fonksiyonu olarak SAS-2 teleskopunun açısai çözümlemesi. Veriler, hızlandırıcı ayar çalışmalarından elde edilmiştir (N'ler NSB'de, D'ler DESY'de elde edilen değerlerdir) (18).



Şek.4.9. SAS-2 teleskopunun gama ışınları geliş açısına bağıli olarak açısai tepki fonksiyonu (60).



Şek.4.10. Atmosferik gama ışınlarının gözlem geometrisi.

Deneyde gözlenen olay sayısı, hesaplanan teleskop parametrelerini ve atmosferin ışıma değerini kullanarak bulunan olay sayısı, hata sınırları içerisinde birbiriyle uyumaktadır. Çeşitli yollarla saptanan teleskop parametrelerinin birbiriyle uyum halinde olması, elde edilen verilerin güvenilirliğini arttırmaktadır. Bu nedenle de bu veriler gama ışını akısı üzerinde yaptığımız incelemeler için sağlam bir temel oluşturmaktadır.

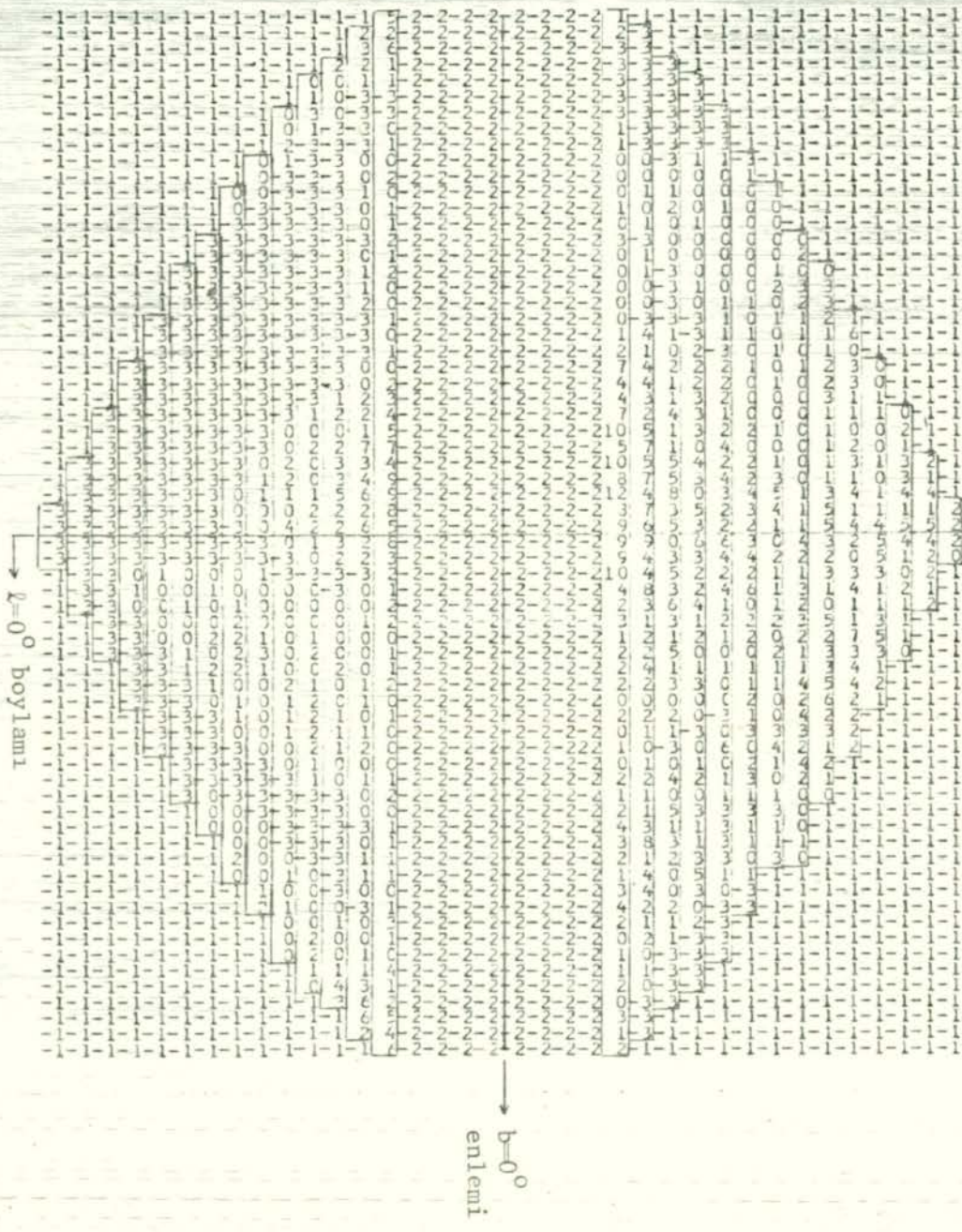
4.3. VERİLERİN İNDİRGENMESİ

SAS-2 gama ışınları teleskopu uydusundan gönderilen verilerin yoruma hazır duruma getirilmesi, uzun ve ayrıntılı bir indirgeme çalışmasını gerektirmektedir. Bu çalışmada çeşitli evreler söz konusu edilebilir; ilk önce kıvılcım odaları sisteminde kaydedilen bir olayın telemetre ile yere ulaşan bilgiler ışığında yeniden kurulması (kıvılcım yerlerinin birbirine dik iki düz-

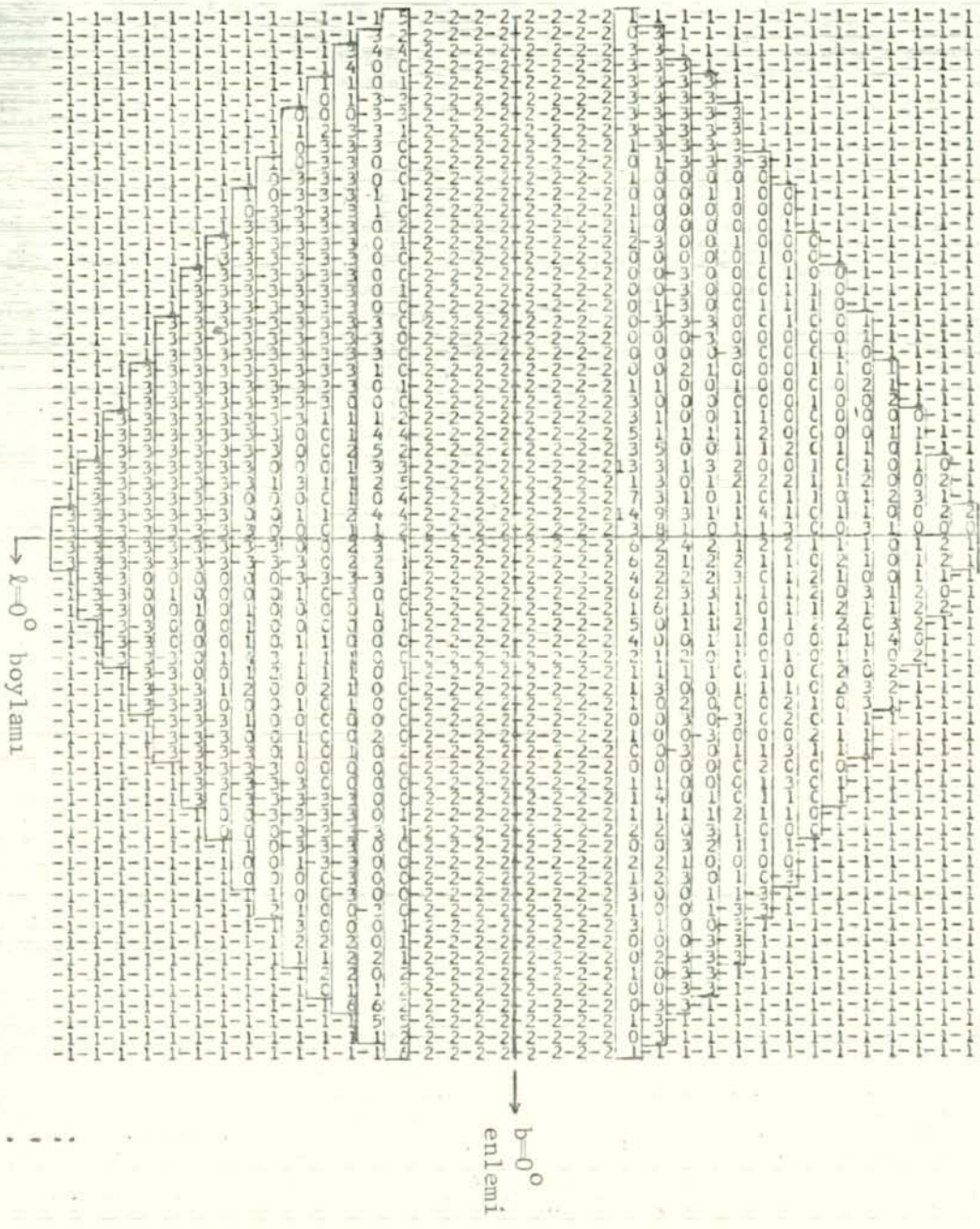
lemde işaretlenmesi) gerekir. Bu evre, ABD'de GSFC'deki yer istasyonundaki bilgisayarlarca otomatik olarak gerçekleştirilmekte ve veriler, olayların iki düzlemde görünüşüyle 16 mm'lik mikrofilmlere resim şeklinde işlenmektedir. Daha sonra ise, bu resimler, uydu hakkında gelen diğer bilgilerle birleştirilerek Bölüm.4.2.2'de belirtilen olay kütüğüne geçirilmektedir. Verileri yoruma uygun duruma getiren son evrede ise amaç, gözlenen bölgelerin akı haritalarını (akının koordinatlara göre değişimini) gerçekleştirmektir. Bunun için uzay, $\Omega = 5^\circ \times 5^\circ$ 'lik uzay-açılı eşit kutulara ayrılmış ve her kutuya düşen gama ışını sayısı ile, her kutunun canlı-gözlem süresi (duyarlık), uydunun konum ve yörünge bilgileri yardımı ile bilgisayarlarca hesaplanmıştır. Böylece ilk adımda, uzayın kutu başına düşen gama ışını sayısı haritası (kısaca n-harita) ve kutu başına duyarlık haritası (kısaca s-haritası) elde edilmiştir. Duyarlıklar, 1 duyarlık birimi = 1SU=2380 sn cinsinden verilmektedir. Bu şekilde elde edilen n-haritaları, Şek.4.11 ve 4.12'de gökada koordinat sistemi (l, b)'de $35 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}$ ve $E_\gamma > 100 \text{ MeV}$ enerjili gama ışınları için sıra ile verilmiştir. Şek.4.13'te de duyarlık haritası verilmektedir. Bu haritalarda kullanılan izdüşüm eşit alanlı sinüzoidal izdüşüm olup, harita üzerindeki eşit alanlar, uzayda eşit uzay açılara karşılık gelir. (l, b) gökada koordinatlarını merkez alan bir kutunun uzay-acı değeri Ω_0 olup

$$\Omega_0(l, b) = \Delta b \times (\Delta l / \cos b) = 5^\circ \times 5^\circ = 0,0076 \text{ sr} \quad (4.1)$$

Burada $\cos b$ büyüklüğü, yüksek enlemlerde boylamların birbirine yaklaşması nedeni ile alanda ortaya çıkan azalmayı, boylamdaki bir büyüme ile karşılar. Bu çalışmadaki haritalarda $l = 0$ ve $b = 0$



Şek.4.11. 35 Mev < E_γ < 100 Mev enerjili gama ışınlarının sayısal dağılım haritası (n₁-haritası). Harita-daki veriler, gökada koordinat sistemi (l,b)'ye göre 5°x5°'lik kutular için verilmiştir.





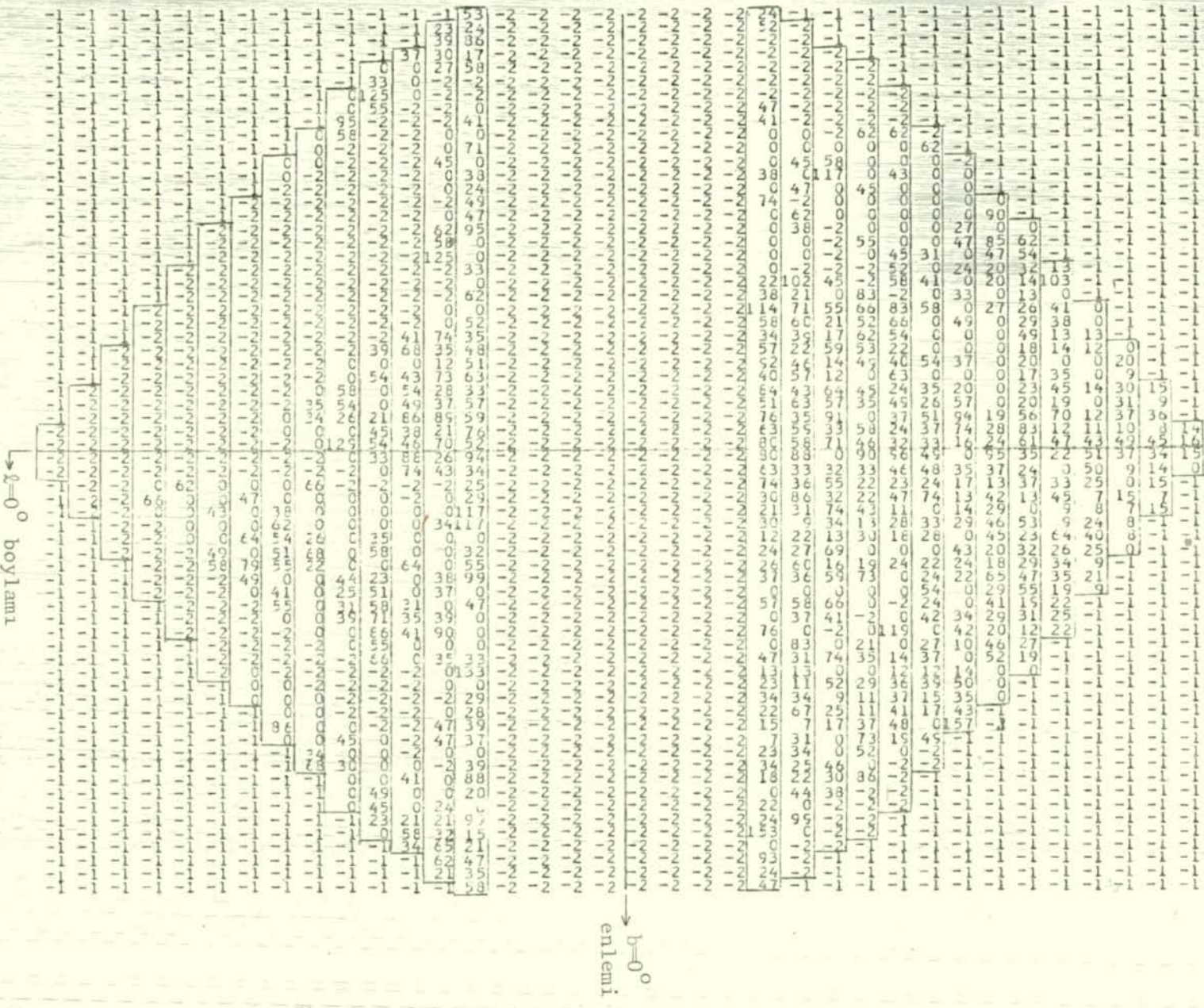
cizgileri dik eksenleri oluşturur ve merkezi gösterirler. Burası aynı zamanda gökadamızın merkezine karşılık gelir. Şek.4.11'-den 4.18'e kadar olan bütün haritalardaki veriler gökada koordinat sistemi (l, b) 'de, $5^\circ \times 5^\circ$ 'lik kutular için verilmiştir. Haritalarda boylam değerleri, sola doğru artmaktadır. Üst taraf kuzey, alt taraf güney yarım gökküresini belirtmektedir. Haritalarda koordinat sisteminin dışında kalan bölgeler (-1) ile, gözlem yapılmayan bölgeler (-3) ile, $|b| \leq 20^\circ$ enlem bölgesi (-2)'ile belirtilmektedir. Akı haritalarında gözlenmeyen bölgeler de (-2) ile belirtilmiştir. Birim duyarlık başına düşen gama ışını sayısını veren bağıl akı (f) haritası koordinatları aynı olan her kutunun n değerinin s değerine bölünmesiyle elde edilebilir. Ancak, Şek.4.14 ve 4.15'teki akı haritalarında $f'_i = \frac{n_i}{s_i}$ yerine pratik olması bakımından 1000 (n_i/s_i) değerleri kullanılmıştır. Yani herhangi bir "i" kutusundaki f_i değeri,

$$f_i = 1000 f'_i = 1000 \frac{n_i}{s_i} \quad (4.2)$$

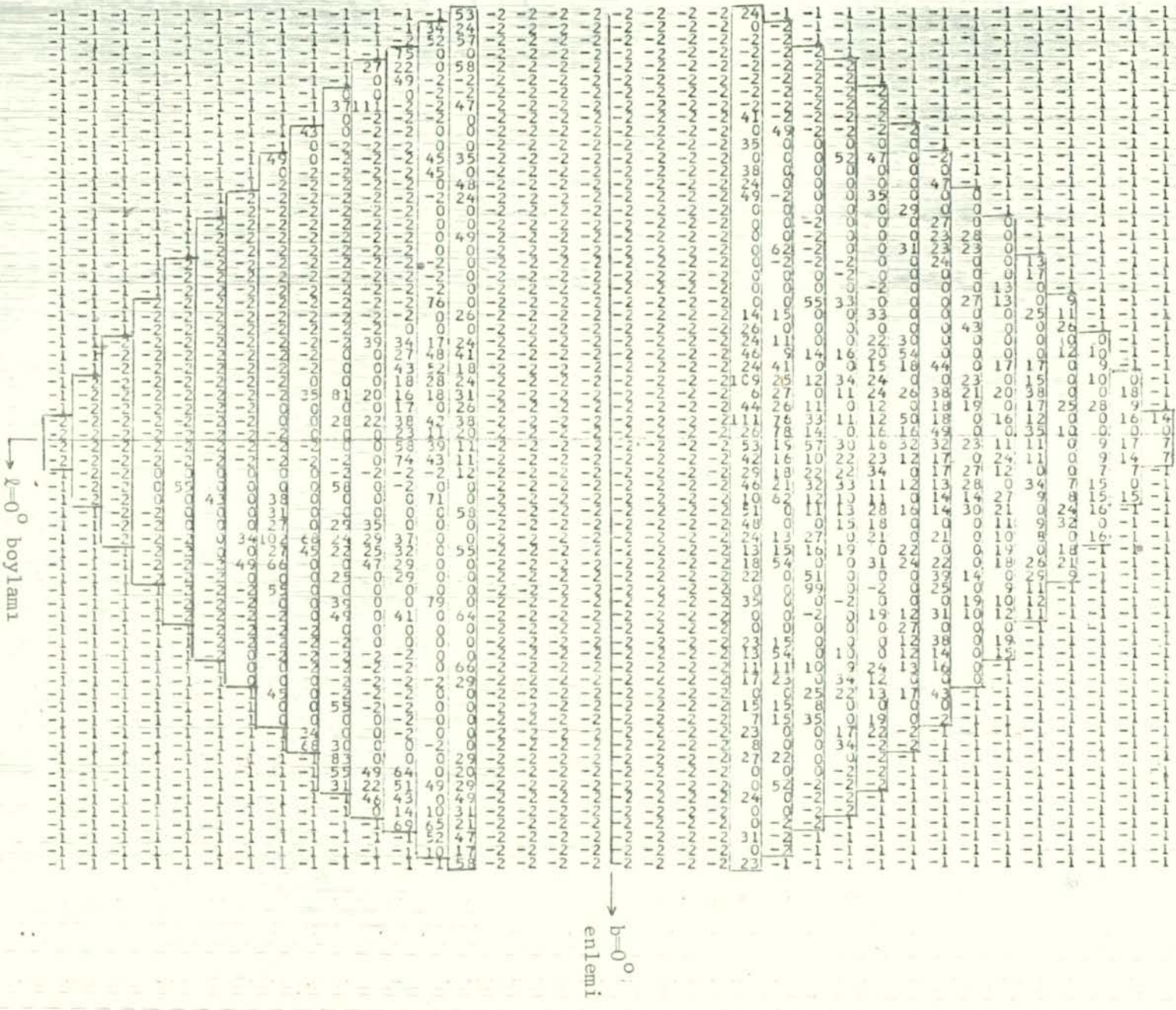
değerine karşılık gelmektedir. Burada, n_i i. kutuda gözlenen gama sayısı ve s_i aynı kutunun "SU" cinsinden canlı gözlem süresidir. Örnek olarak, f_i bağıl akı değerlerini gerçek şiddet birimi olan $\text{foton/cm}^2\text{-s-sr}$ 'a çevirmek için gözlenen f'_i değerinin, teleskop etkin alanı $(\bar{A}_Y)$ tarafından 2380 sn süresinde ve Ω_0 'lık uzay-açı bölgesinden elde edildiğini gözönüne almalıyız. Yani,

$$f'_i = \frac{f_i(>E_Y)}{1000} = \frac{n_i(>E_Y)}{s_i} = I_Y(>E_Y) \Omega_0 \bar{A}_{E_Y}(2380) \text{ 'dir } (4.3)$$

Burada, teleskop etkin alanının, gama ışını enerjisine bağıllığını ve bir gama enerji spektrumu için ortalama bir alan değeri



Şek.4.14. 35 Mev $E_\gamma < 100$ Mev enerjili gama ışınlarının akl dağılım haritası (f_1 -haritası). Haritadaki veriler, gökada koordinat sistemi (λ, b)'ye göre $5^\circ \times 5^\circ$ lik kutular için verilmiştir.



Sek.4.15. $E_\gamma > 100$ Mev enerjili gama ışınlarının akı dağılım haritası (f_2 -haritası). Haritadaki veriler, gökada koordinat sistemi (l, b)'ye göre $5^\circ \times 5^\circ$ lik kutular için verilmiştir.

kullanıldığını belirtmek için alan $\bar{A}_{E_Y}$ ile gösterilmiştir. Öyleyse,

$$I_Y(>E_Y) = f_i(>E_Y) / [2,38 \times 10^{-6} \times 0,0076 \times \bar{A}_{E_Y}]$$

veya

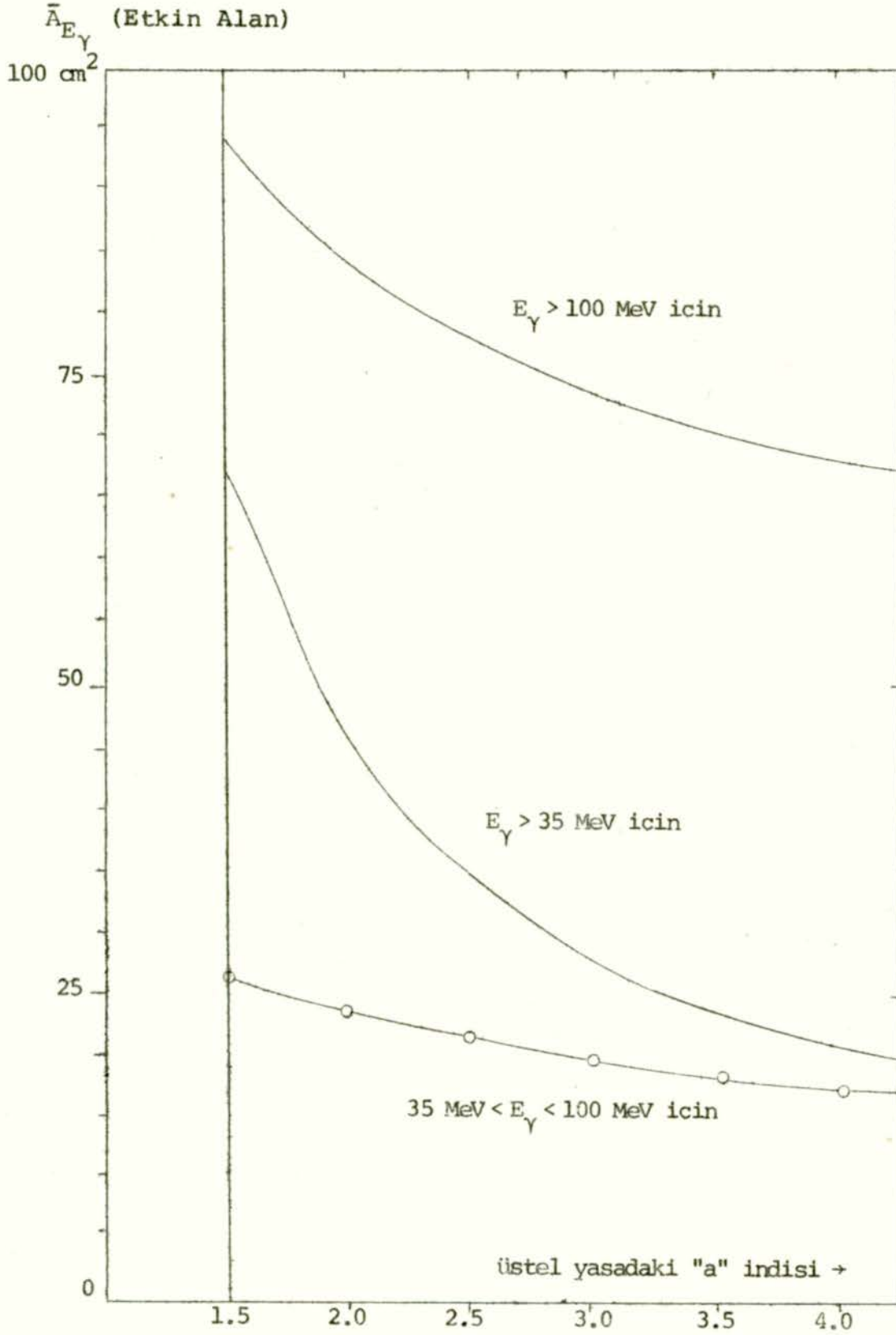
$$I_Y(>E_Y) = 5,52 \times 10^{-5} f_i / \bar{A}_{E_Y} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr} \quad (4.4)$$

elde edilir. Görüldüğü gibi şiddet değerini elde etmek için, teleskopun gama ışını enerji spektrumuna bağlı ortalama etkin alanı $\bar{A}_{E_Y}$ 'yi hesaplamamız gerekmektedir. Bu da,

$$\bar{A}_{E_Y} = \frac{\int_{E_1}^{\infty} I_Y(E) A_e(E, \theta=0) dE}{\int_{E_1}^{\infty} I_Y(E) dE} \quad (4.5)$$

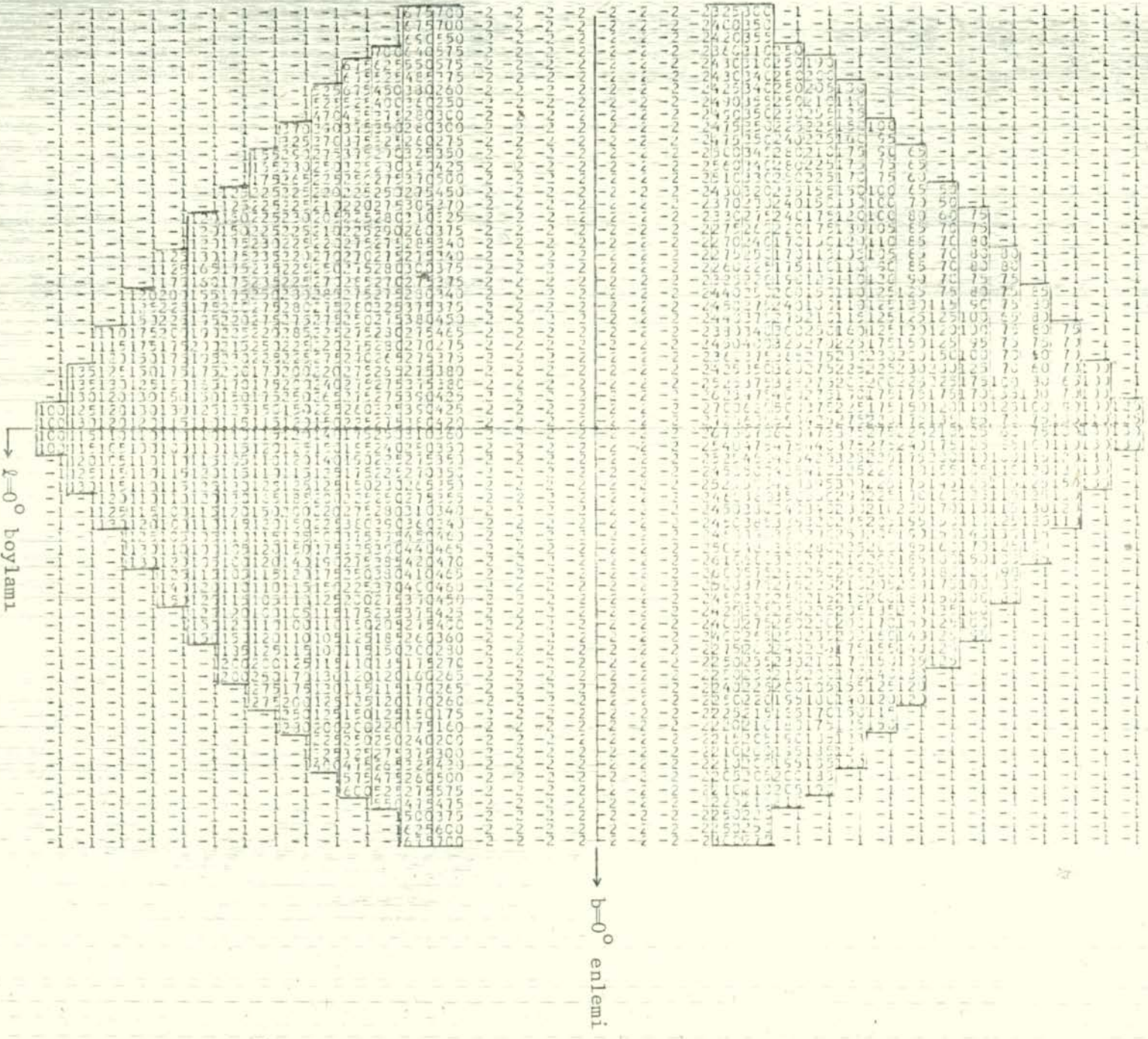
ile tanımlanır. $A_e(E, \theta=0)$, hızlandırıcı çalışmalarından elde edilmiş olup, Şek.4.7'de verilmiştir. Burada θ , teleskop eksenineyle gama ışınlarının geliş doğrultusu arasındaki açı, ϵ ise etkinlik katsayısıdır. $I_Y(E) = K E_Y^{-a}$ foton/cm²-s-sr-MeV şeklinde bir üstel enerji yasasına uyan gama ışıması için, 35 MeV < E_Y < 100 MeV enerji aralığında, etkin alanın a indisine bağlı olarak hesapladığımız değerleri, $E_Y > 100$ MeV ve $E_Y > 35$ MeV için Özel⁽²²⁾ tarafından hesaplanan değerlerle birlikte Şek.4.16'da gösterilmektedir.

Bölüm 3'te, gama ışını oluşum yolları ve bunların gökadamız içindeki madde, kozmik ışın ve foton alanları ile olası ilişkileri üzerinde kısaca durmuştuk. Bunları gözönüne alarak gözlenen gama ışını akısı için, iki bileşenli bir model geliştirip bunları eldeki verilerle karşılaştırmak istedik. düşüncemizin

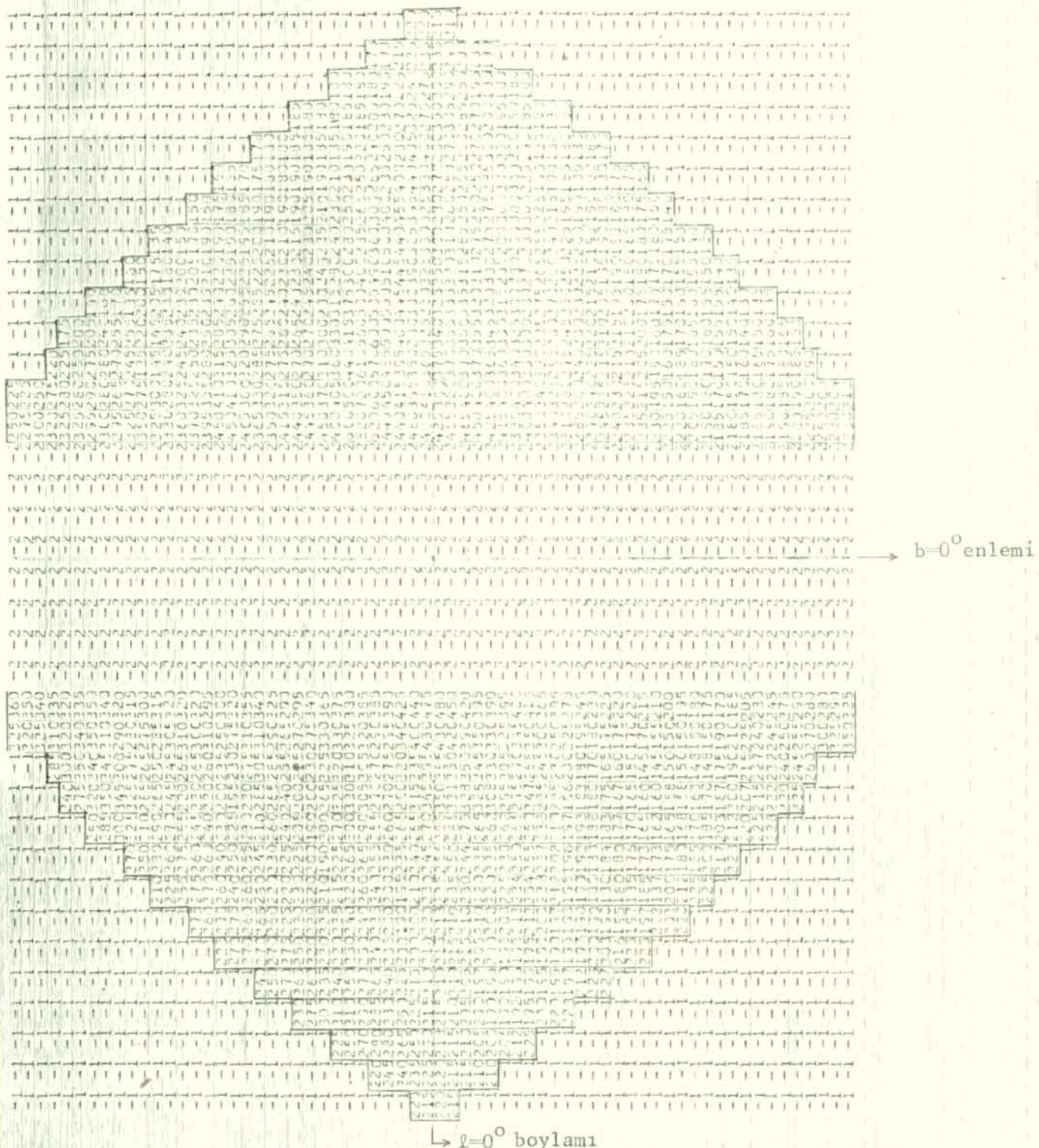


Şek.4.17. Çeşitli enerji bölgelerinde SAS-2 teleskopu etkin alanının üstel yasayla belirtilen gama ışını spektrumunun indisi (a)'ya bağlı olarak değişimi (şeklin üst tarafındaki iki eğri Özel'den⁽²²⁾ alınmıştır).

temeli, gökadamızın dışından gelen tekdüze bir gama ışımasının üzerine, gökadamızın diskinde kaynaklanan bir bileşeni bindirip elde edilen gama ışıması ile gözlenen gama ışımasını karşılaştırmak olacaktır. Burada en önemli sorun, gökada içindeki ışımayı tanımlamak olmaktadır. Kuramsal çalışmalar, gökada diski içinde mümkün olan en önemli ışıma yollarının Π^0 oluşum ve bozunumu ile frenleme ışıması olabileceğini gösteriyor^(27,48,61). Her iki ışımanın da yaygın maddenin dağılımına bağlı olduğu bilindiğine göre, yaygın madde ve elektronlar hakkındaki bilgimiz bize bu konuda başlangıç noktası olabilir. Bu nedenle Şek.3.10'daki harita yardımıyla elde ettiğimiz HI görüş çizgisi yoğunluğu haritası (Şek.4.17) ile Landecker ve Wielebinski'nin⁽²⁾ verilerinden yararlanarak elde ettiğimiz 150 MHz parlaklık sıcaklığı dağılım haritası Şek.4.18 gözönüne alınacaktır. İncelememizi uzayın $|b| > 20$ enlem bölgesinde yaptığımız için, haritalarda $|b| \leq 20$ bölgesindeki verileri belirtmedik.



Şek.4.17. Yüxsüz hidrojen (H) dağılımı haritası. Değerler, $2,23 \times 10^{18}$ H/cm² birimi cinsindendir. Haritadaki veriler, gökada koordinat sistemi (l,b)'ye göre $50^{\circ} \times 50'$ ilk kutular için verilmiştir.



Şek.4.18. 150 MHz parlaklık sıcaklığı (T_p) dağılım haritası.
 Haritadaki veriler, gökada koordinat sistemi (l, b)'ye göre $5^\circ \times 5^\circ$ 'lik kutular için verilmiştir.

SONUÇ VE TARTIŞMA

SAS-2 verileri kullanılarak gökada düzlemindeki ve gökada merkezindeki ışıma, daha önce çeşitli araştırmacılar tarafından araştırılmış ve sonuçları yayınlanmıştır^(19,62). Bu nedenle çalışmamızı yüksek enlem bölgelerinde ($|b| > 20^\circ$) yaptık.

Alexander ve Clark'ın⁽⁴⁶⁾ gösterimini temel alırsak, bir manyetik alan içerisinde tekdüze olarak dağılmış elektronların manyetik frenleme ışıması sonucunda yaydıkları elektromanyetik enerjinin şiddeti,

$$I_Y = q_S \langle R \rangle = 1,35 \times 10^{-22} f(a) H^{a+1/2} \left[\frac{v_0}{v} \right]^{a-1/2} K_e \langle R \rangle \text{ erg/cm}^2\text{-s-sr-Hz} \quad (5.1)$$

ile verilir. Burada q_S ışıma ortamında birim hacim ve uzay acı başına ışıma gücü (kaynak fonksiyonu/ 4π), H , ortamdaki manyetik alanın gauss (G) olarak şiddeti; $v_0 = 6,26 \times 10^{18}$ Hz normalizasyon frekansı (sbt); v , yayınlanan fotonların frekansı (Hz); $f(a)$, a 'ya bağlı bir fonksiyon; $\langle R \rangle$, görüş çizgisi boyunca ışıma bölgesinin ortalama boyu; K_e ve a , $E_1 \leq E_e \leq E_2$ enerji aralığında $I_e = K_e E_e^{-a}$ elektron/cm²-s-sr-MeV şeklinde gösterilebilen elektron spektrumunun parametreleri olmaktadır. (5.1) ifadesi, (3.33) ifadesi ile eşdeğer olmakla birlikte radyo astronomi birimleri ile yazılmış durumdadır. 150 MHz parlaklık sıcaklığı dağılım haritasını (Sek.4.18) kullandığımızı gözönüne alıp (5.1) ifadesinde $v = 1,5 \times 10^8$ Hz değerini koyarsak,

$$I_v = 1,35 \times 10^{-22} f(a) H^{a+1/2} (4,17 \times 10^{10})^{a-1/2} K_e \langle R \rangle \quad (5.2)$$

şekline dönüşür. Öyleyse (3.47) denklemini,

$$T_p = 1,35 \times 10^{-22} \left(\frac{c}{v}\right)^2 \frac{1}{2k} f(a) \langle R \rangle K_e H^{a+1/2} (4,17 \times 10^{10})^{a-1/2}$$

veya

$$T_p = 0,0195 f(a) \langle R \rangle K_e H^{a+1/2} (4,17 \times 10^{10})^{a-1/2} \quad (5.3)$$

olarak yazabiliriz. a 'ya bağlı terimleri ve sabitleri

$$S(a) = 0,0195 (4,17 \times 10^{10})^{a-1/2} f(a) H^{a+1/2} \quad (5.4)$$

olarak tanımlarsak, (5.3) ifadesini kısaca

$$T_p = S(a) K_e \langle R \rangle \quad (5.5)$$

şeklinde yazabiliriz.

Yeryüzü yakınında elektron spektrumu, $E_e > E_o \approx 1$ GeV bölgesinde $I_e = K_e E_e^{-a}$ şeklinde ifade edilebilmektedir⁽⁶³⁾. " a " için kullanılan değerler üzerinde tam bir uyum olmamakla birlikte, genellikle $a = 2,5 \pm 0,5$ civarındadır. K_e 'yi elektron yoğunluğu n_e (e/cm^3) cinsinden belirtebiliriz. Şöyle ki;

$$n_e(>E_o) = \frac{4\pi}{v} I_e(>E_o) = \frac{4\pi K_e E_o^{-(a-1)}}{v (a-1)} e/cm^3 \quad (5.6)$$

eşitliğinden

$$K_e = \frac{n_e(>E_o) v (a-1) E_o^{(a-1)}}{4\pi} \quad (5.7)$$

yazabiliriz. Göreli elektronlar ($v \approx c$) için ise,

$$G(a) = \frac{c(a-1) E_o^{(a-1)}}{4\pi} \quad (5.8)$$

olmak üzere

$$T_p = S(a) G(a) \langle R \rangle n_e (>E_0) \quad (5.9)$$

elde edilir. Böylelikle T_p ile kozmik elektronlar arasındaki ilişki daha açık olarak ifade edilmiş olmaktadır.

Gökadamız içinde en etkin gama ışıma süreçlerinden biri de göreceli elektronların frenleme ışıması idi^(41,64). Stecker⁽⁶⁵⁾, frenleme ışımasının oluşturduğu gama ışınları için

$$Q_B(E_Y, \vec{r}) = 4,3 \times 10^{-25} n_H \frac{I_e(>E_Y)}{E_Y} \text{ foton/cm}^3\text{-s-MeV} \quad (5.10)$$

şeklindeki kaynak fonksiyonunu vermektedir. Burada

$$I_e(>E_Y) = \int_{E_Y}^{\infty} K_e E_e^{-a} dE_e = \frac{K_e}{a-1} E_Y^{-(a-1)} \quad (5.11)$$

ve n_H hidrojen yoğunluğudur. (5.5)-(5.11) denklemleri aracılığı ile

$$Q_B(E_Y) = 4,3 \times 10^{-25} \frac{E_Y^{-a}}{(a-1) S(a) \langle R \rangle} n_H T_p \quad (5.12)$$

ifadesine ulaşabiliriz. Diğer taraftan, başka bir önemli ışıma süreci olan Π^0 -oluşum ve bozunumu da benzer şekilde etkileşen parçacıkların yoğunluklarına bağlı olarak

$$Q_{\Pi^0}(E_Y) = A n_H n_{KI} \langle R \rangle = (1,3 \pm 0,2) \times 10^{-25} n_H \quad (5.13)$$

şeklinde yazılabilir⁽⁶⁶⁾. Burada n_{KI} , kozmik ışın yoğunluğudur.

Özetlersek, gökadamızda etkin yaygın gama ışıma fonksiyonları (kaynak, şiddet, akı), n_H ve T_p 'ye bağlı olmaktadır. Bu yaklaşım altında, yaygın gama ışımasının n_H ve $n_H x T$ 'ye bağlılık

yüzdelelerini hesaplayabilmek olası görülmektedir. Ancak gökada ötesi tekdüze evrensel gama ışımasının başat durumda olması, bu hesaplamayı güçleştirebilir. Gözlenen gama ışımasının tekdüze olup olmadığına karar vermek, bu bakımdan önemli olmaktadır.

5.1. YAYGIN GAMA IŞIMASININ TEKDÜZELİĞİ

Enerjileri 35 MeV - 100 MeV arasında ve 100 MeV'tan büyük olan gama ışınlarının $|b| > 20^\circ$, $20^\circ < |b| \leq 55^\circ$, $|b| > 50$ ve $|b| > 55^\circ$ enlem bölgelerinde ayrı ayrı tekdüze olup olmadıklarını araştırmak için bir χ^2 (Ki-kare = chi-square) testi uygulandı. Uzay, önce yaklaşık olarak M tane eşit duyarlıklı kutulara ayrıldı. Kutuların duyarlık büyüklüğü, iclerinde yeterince gama ışını olması bakımından 35 MeV - 100 MeV enerji aralığı için yaklaşık 400 SU, 100 MeV'tan büyük enerji bölgesi için yaklaşık 500 SU olarak belirlendi. M tane kutudaki toplam gama ışını sayısı N olsun. N tane gama ışınını bu kutulara bütünü ile rasgele (yönden bağımsız) dağıttığımızda gama ışını sayılarının frekans dağılımı (yani 0 gama ışını düşen kutuların sayısı, 1 gama ışını düşen kutuların sayısı, 2 gama ışını düşen kutuların sayısı, v.b.), ortalaması $\bar{n} = \frac{N}{M}$ olan bir Poisson dağılımı ile gösterilebilir. Elimizdeki gözlediğimiz dağılım ile bir Poisson dağılımı arasındaki fark önemli değilse gözlediğimiz dağılım yönden bağımsız sayılabilir. Bu nedenle elimizdeki her k tane olayın gözlendiği g_k kutu sayısı dağılımı ile, k tane olay beklememiz gereken kutuların sayısının

$$b_k = M \frac{e^{-\bar{n}} (\bar{n})^k}{k!} \quad (5.14)$$

ile verildiği Poisson dağılımı karşılaştırılarak bir χ^2 testi yapılabilir. Bu test öncesinde, kutularda gözlenen gama ışını sayılarında duyarlık için küçük düzeltmeler gerçekleştirildi. Gözlenen olayların gama ışını sayısının frekans dağılımı g_k olmak üzere,

$$\chi^2 = \sum_k \frac{(g_k - b_k)^2}{b_k} \quad (5.15)$$

ifadesi hesaplanabilir. k , mümkün olan frekans grupları üzerinden toplam alınacağını gösterir. Toplama yalnızca beklenen frekans sayısı ≥ 1 olan gruplar alınmıştır. Çizelge.5.1'de bu istatistiğin hesaplanan değerleri ile hemen ileriki bölümlerde nasıl hesaplandığı anlatılan, χ^2 istatistiğinde tekdüzeliğin reddedilmesi için gerekli sınır değeri olan χ^2_{α} ($\alpha=0.10$) verilmektedir. χ^2 değeri, χ^2_{α} ($\alpha=0.10$)'dan büyükse o dağılım tekdüze sayılmaz.

Çizelge.5.1. Çeşitli enlem bölgelerinde, enerjileri 35 MeV-100 MeV arasında ve 100 MeV'tan büyük olan gama ışınları için bazı D parametrelerine karşılık gelen χ^2 ve χ^2_{α} ($\alpha=0.10$) değerleri.

Enlem aralığı	$\bar{n}$ (Ortalama gama sayısı)	$\bar{s}$ ("SU" cinsinden)	D=M-1	χ^2	χ^2_{α} ($\alpha=0.10$) [*]	E_Y (MeV)
$ b > 20^\circ$	12,6	405	15	57,5	23,7	35-100
$20^\circ < b < 55^\circ$	13,7	401	14	24,9	22,4	
$ b > 50^\circ$	9,7	398	11	16,2	18,4	
$ b > 55^\circ$	9,9	414	10	8,2	16,9	
$ b > 20^\circ$	8,4	504	12	43,9	19,7	>100
$20^\circ < b < 55^\circ$	9,9	501	12	27,5	19,7	
$ b > 50^\circ$	4,7	399	10	13,4	16,9	
$ b > 55^\circ$	5,2	511	7	7,2	12,6	

* %90 güvenirlikle kabul edilebilir χ^2 'lerin üst sınırı (67).

Çizelge.5.1.'den görüldüğü gibi $|b| > 20^\circ$ enlem bölgesi, her iki enerji aralığı için bir bütün olarak $\bar{S}$ duyarlık büyüklüğü düzeyindeki bölgelerde tekdüze değildir. $20^\circ < |b| \leq 55^\circ$ bölgesi de aynı özelliği taşımaktadır. $|b| > 50^\circ$ bölgesi ise her iki enerji aralığında da tekdüze görülmektedir. Çizelge incelendiğinde her iki enerji aralığındaki gama ışını dağılımına ait tekdüzeliğin alt sınırının $|b| \approx 50^\circ$ enleminde olduğu tahmin edilebilir. Gökadamızın katkıları $|b| > 55^\circ$ bölgesinde önemsiz duruma gelerek gökada ötesi yaygın ve tekdüze ışımanın bu özelliğini bozamamaktadır. Kısaca $|b| > 20^\circ$ bölgesi bir bütün olarak tekdüze değildir. Tekdüzelikten bu ayrılışın nedeni gökada içi katkılar olmalıdır.

Gökadamız içindeki madde ve elektron dağılımına bağlı olarak yukarda gördüğümüz gama ışımasının ne kadarının gökada içinde oluştuğunu ve ne kadarının da gökada dışı kaynaklı olduğunu ortaya çıkarmak gerekmektedir.

5.2. YÜKSEK ENLEMLER GAMA AKISININ İKİ BİLEŞENLİ MODELİ⁽²²⁾

Tekdüzelik testi, dağılım haritaları da gözönüne alınarak, tekdüzeliğin önemli oranlarda yöne ve enleme bağlı olduğunu göstermiştir. Bu nedenle iki bileşenli modelin gözlenen dağılımı daha iyi açıklaması beklenir. Modelle gözlemlerimizi karşılaştırarak, en iyi uyum veren model parametrelerinin saptanmasını amaçlamaktayız.

Gözlenen gama ışını akısının, tekdüze olan gökada dışı bir ışıma üzerine, gökada diski içinde enleme ve yöne bağlı bir ışımanın eklenmesiyle elde edilebileceğini düşündük. Gökada gaz diski

icindeki gama ışımasının kuramsal çalışmalara uygun olarak en fazla Π^0 -bozunumu ve frenleme ışıması yolu ile oluşmasının beklendiğini belirtmiştik. Bu nedenle gökada içi bileşeni, gökada içerisindeki madde ve kozmik elektron miktarına bağlı olmalıdır. Gökadamızdaki madde dağılımı hakkındaki bilgilerimiz 3.Bölümde belirttiğimiz gibi büyük ölçüde yüksüz hidrojenin (HI) yaptığı 21 cm dalgaboyundaki ışımasının gözlenmesine dayanmaktadır. Yıldızlararası maddenin diğer olası bileşenleri olan iyonlaşmış hidrojen (HII) ve molekül hidrojen (H_2) ise miktar olarak sadece gökada merkezine yakın ($d < 5$ kpc) yerlerde önemli olduğunu belirtmiştik. Bu bakımdan bizim amacımız için yıldızlararası maddeyi 21 cm HI dağılımı ile temsil edebiliriz. Bu nedenle, gözlenen gama ışınları uzay dağılımı haritamızda her bir $5^\circ \times 5^\circ$ 'lik kutudan gözlenen gama ışını akısı f_i 'yi

$$f_i = C + g_i \quad (i = 1, \dots, M) \quad (5.16)$$

şeklinde iki terimin toplamı olarak yazabiliriz. Burada g_i yöne bağlı gökada içi katkısını, C ise yönden bağımsız ve bütün kutular için aynı değerde olacak olan gökada dışı katkıyı belirtmektedir. Aslında gökada içi ışımanın, Π^0 ve frenleme ışıması olmak üzere

$$g_i = g_i(\Pi^0) + g_i(\text{brem.}) \quad (5.17)$$

şeklinde iki ayrı bileşeni olması gerekir.

Gökada içindeki madde, manyetik alanlar, kozmik ışınlar ve toz, geniş ölçekte birbirinden bağımsız değildir. Madde, gökada düzlemine doğru kütleçekim etkisinde yığılmağa çalışırken, kozmik ışınlar ve manyetik alanlar, bu maddenin ağırlığını taşıyarak

bir hidrostatik denge oluştururlar^(68,69). Bu bakımdan madde nerede yoğunsa kozmik ışınların ve manyetik alan şiddetinin oralarda fazla olması beklenmektedir. Dolayısıyla yıldızlararası ortamın birbirine bağımlı bileşenlerden oluştuğu söylenebilir. Gökada içi katkısını bu bileşenlerden herhangi birinin fonksiyonu olarak yazabilmek olası duruma gelmektedir. Şöyle ki,

$$g_{i1} = K_1 N_i^{HI} N_i^{KI} \quad (5.18)$$

ve

$$g_{i2} = K_2 N_i^{HI} N_i^e \quad (5.19)$$

şeklindeki iki ifade

$$g_i = K (N_i^A)^{d_A} \quad (5.20)$$

gibi bir tek bileşke olarak yazılabilir. Burada N_i^{HI} , N_i^{KI} ve N_i^e sırasıyla hidrojen, kozmik ışın ve elektronların görüş çizgisi boyunca integral (toplam) sayıları olmaktadır. N_i^A ise bunlardan herhangi biri olarak alınabilir. g_i 'yi n_{HI} cinsinden ifade edecek olursak,

$$N^{HI} = \int_0^L n_{HI}(\vec{r}) dr = \langle n_{HI} \rangle L \quad (5.21)$$

olmak üzere

$$g_i = K (N^{HI})^{d_{HI}} \quad (5.22)$$

olur. N^{HI} değerleri için, 21 cm ölçmelerinden elde edilen yüksüz hidrojenin görüş çizgisi boyunca toplamı alınacaktır (Şek.4.17). HI ile gama ışını dağılımlarını karşılaştırmamız durumunda,

$$f_i = C + K (N_i^{HI})^d \quad (i = 1, \dots, M) \quad (5.23)$$

şeklinde iki parametrelili (C,d) bir modelden hesaplanan f_i değerleri ile gözlenen g_i değerlerini kullanarak

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M \frac{(g_i - f_i)^2}{f_i} \quad (5.24)$$

büyükliğini hesaplamamız gerekir. Böylece C ve d'nin verilerle uyum halindeki en olası değerlerini çeşitli güvenilirlik aralıklarında elde edebiliriz. "i." kutuda gözlenen gama ışını sayısı n_i ve o kutunun gözlem süresi (duyarlılığı) s_i ise, kutudaki gama ışını akısı

$$f_i = \frac{n_i}{s_i} \quad (5.25)$$

idi. (5.23) ifadesindeki K'nın değeri, gözlenen ve beklenen akıların toplamalarının eşit olması koşulundan (normalizasyon koşulu) yararlanarak bulunabilir. Şöyle ki;

$$\sum_{i=1}^M f_i = \sum_{i=1}^M g_i = M\bar{f} \quad (5.26)$$

$$\sum_{i=1}^M [C + K (N_i^{HI})^d] = M C + K \sum_{i=1}^M (N_i^{HI})^d = M\bar{f}$$

ve buradan

$$K = \frac{M(\bar{f}-C)}{\sum_{i=1}^M (N_i^{HI})^d} = \frac{\bar{f}-C}{\frac{\sum_{i=1}^M (N_i^{HI})^d}{M}} = \frac{\bar{f}-C}{\langle (N_i^{HI})^d \rangle} \quad (5.27)$$

olarak elde edilir. Burada, $\bar{f}$ ortalama akı olup, $\langle \rangle$ simgesi de ortalama değeri belirtir. (5.24); (5.25) ve (5.26) denklemlerinden,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M \frac{s_i [g_i - C - K(N_i^{HI})^d]^2}{C + K(N_i^{HI})^d} = \sum_{i=1}^M \frac{\bar{f} s_i \left[\frac{g_i}{\bar{f}} - \frac{C}{\bar{f}} - \frac{K}{\bar{f}} (N_i^{HI})^d \right]^2}{\frac{C}{\bar{f}} + \frac{K}{\bar{f}} (N_i^{HI})^d} \quad (5.28)$$

elde edilir. K'nın (5.27) 'deki eşitliğini (5.28) 'de yerine koyar ve $\frac{C}{\bar{f}} = C'$ dersek

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M \frac{\bar{f} s_i \left[\frac{g_i}{\bar{f}} - C' - (1-C') \frac{(N_i^{HI})^d}{\langle (N_i^{HI})^d \rangle} \right]^2}{C' + (1-C') \frac{(N_i^{HI})^d}{\langle (N_i^{HI})^d \rangle}} \quad (5.29)$$

sonucuna varılır. Bilgisayarda hesapladığımız χ^2 -testi için (5.29) ifadesini kullandık. Burada M, 5⁰x5⁰'lik kutuların ele alınan enlem bölgesindeki sayısı olmaktadır. (5.29) denkleminde görüldüğü gibi, daha anlamlı ve yararlı olacağı düşüncesiyle C', ortalama akı cinsinden kesir olarak $C' = \frac{C}{\bar{f}}$ şeklinde ifade edilmiştir. Dolayısıyla ortalama gökada içi katkı kesri $G = 1-C'$ olarak bulunabilir.

İki boyutlu (G,d) düzleminde, güvenilirlik düzeyi (confidence level) 1- α olan (α : önem düzeyi-significance level) bölge,

$$\chi^2 < \chi_{\min}^2 + \chi_p^2(\alpha)$$

eşitsizliğine uyan değerler bölgesi olarak tanımlanır. Burada $\chi_{\min}^2$, (5.29) denklemiyle elde edilen χ^2 değerlerinin en küçüğüdür. $\chi_p^2(\alpha)$, χ^2 dağılımının p-serbestlik derecesi için değeridir.

"p" ise testte kullanılan ve en iyi uyumu verecek değerleri araştırılan parametrelerin sayısıdır. Burada $p = 2$ 'dir. $\chi_p^2(\alpha)$ 'nin çeşitli α ve p değerleri için Lampton ve arkadaşlarının⁽⁷⁰⁾ hesapladığı değerler Çizelge.5.2'de verilmiştir.

Çizelge.5.2. Çeşitli α ve serbestlik dereceleri (n) için hesaplanan $\chi_p^2(\alpha)$ değerleri⁽⁷⁰⁾.

Önem (significance) α	güvenilirlik (confidence) $1-\alpha$	$\chi_p^2(\alpha)$			
		$P=1$	$P=2$	$P=3$	$P=4$
0,80	0,20 "0,25 σ "	0,06	0,45	1,00	1,65
0,32	0,68 "1 σ "	1,00	2,30	3,50	4,70
0,10	0,90 "1,6 σ "	2,71	4,61	6,25	7,78
0,01	0,99 "2,6 σ "	6,63	9,21	11,30	13,30

(5.24) denklemiyle belirtilen bir istatistiğin verdiği sonucun reddedilmesi için,

$$\chi_{\min}^2 > \chi_{N-p}^2 (\alpha = \%10) = \chi_{\alpha}^2 \quad (5.31)$$

koşulunun sağlanması gerekmektedir. Burada $N = M - 1$ 'dir. Genellikle kullanılan güvenilirlik sınırı % 90 olanıdır. Biz de bütün işlemlerimizde bu sınırı kullandık. N 'nin küçük (<30) değerleri için $\chi_{N-p}^2 (\alpha = \%10)$ 'nin alabileceği değerler hesaplanmış durumdadır⁽⁶⁷⁾. N 'in büyük değerleri için ise χ_{N-p}^2 'nin üst sınır değeri,

$$Z_{\alpha} = \frac{\left(\frac{\chi_{\alpha}^2}{9D}\right)^{1/3} + \frac{2}{9D} - 1}{\left(\frac{2}{9D}\right)^{1/2}} \quad (5.32)$$

eşitliğinden bulunabilir⁽²²⁾. Burada $D=N-p$, Z_α da Çizelge.5.2' de verilen her α değeri için bağıl hata olan σ 'nın katsayısıdır. Biz, % 90 güvenirlik testini uyguladığımız için işlemlerimizde $Z_\alpha = 1,6$ olarak aldık. $|b| > 20^\circ$ bölgesindeki gama ışını dağılımına, HI ve $HI \times T_p$ dağılımlarının katkısını araştıracağımız belirtilmiştir. Bu karşılaştırmayı yaparken (5.20) ve daha sonraki ifadelerde N^{HI} yerine $(N^{HI} \times T_p)$ koyarak hidrojenle parlaklık sıcaklığı çarpımını gama ışını dağılımıyla karşılaştırmasını yapmış olacağız. Aşağıdaki kesimde her iki durum için elde edilen sonuçları ayrıntılarıyla ele alıp tartışacağız.

5.3. GAMA IŞINLARI DAĞILIMINA, YÜKSÜZ HİDROJEN (HI)
VE YÜKSÜZ HİDROJENLE PARLAKLIK SICAKLIĞI ÇARPIMI
($HI \times T_p$) DAĞILIMLARININ KATKISININ ARAŞTIRILMASI

Bölüm.3'te belirttiğimiz gibi gökada içerisinde en etken gama ışını oluşum yolları, π^0 -bozunumu ve frenleme ışımasıdır. Her iki ışıma da, madde (hidrojen) ve kozmik ışın (kozmik protonlar ve kozmik elektronlar- dolayısıyla parlaklık sıcaklığı) dağılımına bağlı olmaktadır. Bu düşünceyle, gözlenen gama ışınlarının ne kadarlık bir bölümünün gökada dışında ve ne kadarının gökada içinde oluşabileceğini araştırdık. Bunun için temel olarak bu bölümün başında anlattığımız χ^2 istatistiğini kullandık. Daha güvenilir sonuçlar alabilmek düşüncesiyle SAS-2 gözlem haritalarında 30 duyarlık biriminden daha az gözlenen kutuları istatistiğimize katmadık. Bunun nedeni, 30 duyarlık biriminin ortalama bir gama ışını sayma sınırı oluşudur. Elimizde istatistiğimize yetecek kadar veri olacak şekilde uzayı $-55^\circ \leq b < -35^\circ$, $-35^\circ \leq b < -20^\circ$, $20^\circ < b \leq 35^\circ$, $35^\circ < b \leq 55^\circ$ ve $55^\circ < b \leq 85^\circ$ olmak

üzere beş enlem bölgesine ayırdık. İstatistiğimizi $35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}$ ve $E_Y > 100 \text{ MeV}$ enerjili gama ışınları için her bölgede uyguladık. Denklem (5.23)'ü işlemlerimizi açıklamak amacıyla tekrar yazalım.

$$f = C + K (N^{\text{HI}})^d \quad (5.23)$$

C'yi 0,05'ten 0,95'e kadar 0,05'lik, d'yi de 0'dan 3'e kadar 0,2'lik adımlarla değiştirerek her değere karşı gelen χ^2 'yi hesaplayacak şekilde bir bilgisayar programı düzenledik*. Böylece bütün (C,d) değerleri ve buna bağlı olarak (G,d) değerleri için bir χ^2 değerleri matrisi elde etmiş oluyoruz. Her bölge için elde edilen χ^2 'ler matrisinde, o bölgedeki kutu sayısına bağlı olarak % 90 güvenilirlik için denklem (5.32) yardımıyla hesaplanan $\chi^2_{\alpha} (\alpha = \% 10)$ değerine karşılık gelen sınır eğrisi (contour) çizilerek (G,d)'nin kabul ve red bölgeleri elde edilmiştir. $\chi^2_{\min}$ değerleri bölgesi ise en iyi uyum veren, dolayısıyla en olası değerler bölgesi demektir.

Bütün bölgeler için bilgisayardan elde ettiğimiz sonuçların bütün ayrıntılarını burada vermeyeceğiz. Sadece örnek olması bakımından (G,d) düzlemindeki χ^2 değerleri matrisinin büyük bölümünün kabul sınırları içerisinde olduğu bir çizelge ile, bütünüyle kabul sınırları dışında olduğu (bütün (G,d) değerlerinin reddedildiği) bir çizelgeyi tartışmaya olanak vermesi amacıyla tam olarak verdik (Çizelge.5.4 ve 5.5). Diğer çizelgelerin sonuçlarını (G,d) düzleminde sadece kabul edilebilir χ^2 değerlerinin üst sınırlarını (bazılarında alt sınırı da belirttik) ve $\chi^2_{\min}$ değerlerini belirten sınır eğrilerini grafikler şeklinde verdik. grafiklerimizi yorumlarken, çözümlemeye yardımcı olması ve ilk yakla-

* Bilgisayar programı çalışmanın sonunda Ek'te verilmiştir.

şımda kabul edilebilir bir varsayım olması nedeniyle, özellikle $d=1$ durumunu inceleyeceğiz. Bu durum, güneş çevresinde kozmik ışınların ve elektronların tekdüze olduğu duruma karşılık gelir. Bu da gökadamızın $|b| > 20^\circ$ bölgesinde iyi bir yaklaşım sayılabilir.

Çizelge.5.3, her bölgede gözlenen M kutu sayısı ve bu kutu sayılarına karşılık gelen, % 90 güvenirlilik için (5.23) denklemiyle hesapladığımız $\chi^2_\alpha (\alpha = \% 10)$ değerlerini vermektedir.

Çizelge.5.3. Çeşitli enlem bölgelerinde kutu sayısı M ve D parametresine bağlı olarak hesaplanan $\chi^2_\alpha (\alpha = \% 10)$ değerleri.

Enlem bölgesi	Kutu sayısı (M)	$D = M - P - 1$	$\chi^2_\alpha (\alpha = \% 10)$
$-55^\circ \leq b < -35^\circ$	47	44	60
$-35^\circ \leq b < -20^\circ$	78	75	95
$20^\circ < b \leq 35^\circ$	117	114	139
$35^\circ < b \leq 55^\circ$	126	123	149
$55^\circ < b \leq 85^\circ$	139	136	163

Çizelge.5.4, $20^\circ < b \leq 35^\circ$ enlem bölgesinde, HI dağılımıyla, $35 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}$ enerjili gama ışını dağılımını karşılaştırarak çeşitli (G,d) değerlerine karşılık gelen χ^2 değerlerini vermektedir. Çizelgeden bilgisayara yazdırılan değerler $\chi^2 - M$ değerleridir. Çizelgeden görüldüğü gibi $\chi^2_{\min} = M + 10 = 127$ 'dir. Çizelge.5.3'ten de görüldüğü gibi $20^\circ < b \leq 35^\circ$ bölgesinde $M = 117$ için $\chi^2_\alpha (\alpha = \% 10) = 139$ 'dur.

$\chi^2 < \chi^2_\alpha (\alpha = \% 10)$ koşuluna uyan bölgedeki (G,d) değerleri, modelin kabul edilebilir parametreleri olarak alınabilirler. En

Çizelge.5.5, yine $20^\circ < b \leq 35^\circ$ bölgesinde, HI dağılımıyla $E_Y > 100$ MeV enerjili gama ışını dağılımı karşılaştırılarak çeşitli (G,d) değerlerine karşılık gelen χ^2 -M değerlerini vermektedir. Ancak bu çizelgemizde de $\chi_{\min}^2 = 176$ olup $\chi_{\min}^2 > \chi_\alpha^2 (\alpha = \%10) = 139$ olduğundan bu sonuçlara göre modelimizin bu enerji ve enlem bölgesinde geçerli olmadığını kabul etmek durumundayız.

Çizelge.5.5. $20^\circ < b \leq 35^\circ$ enlem bölgesinde, HI dağılımıyla $E_Y > 100$ MeV enerjili gama ışınları dağılımı karşılaştırıldığında çeşitli (G,d) değerlerine karşılık gelen χ^2 -M değerleri.

% G															
95	113	93	79	69	63	62	65	72	83	99	118	142	170	203	241
90	115	95	81	70	64	62	63	68	76	87	102	119	140	163	189
85	116	97	83	72	65	62	62	64	70	78	89	102	117	134	163
80	117	99	85	74	67	62	61	62	66	72	79	89	101	113	127
75	118	101	87	76	68	63	61	60	63	67	72	79	88	97	108
70	119	103	89	78	70	65	61	60	61	63	67	72	78	85	93
65	121	105	92	81	73	67	62	60	60	61	63	66	71	76	82
60	122	107	94	84	75	69	64	61	59	59	60	62	65	69	73
55	123	109	97	87	78	72	66	63	60	59	59	60	62	64	67
50	125	112	100	90	82	75	69	65	62	60	59	59	59	61	63
45	126	114	103	94	85	78	73	68	64	62	60	59	59	59	60
40	127	116	106	98	90	83	77	72	68	65	62	61	60	59	59
35	129	119	110	102	94	97	81	76	72	68	66	63	62	61	60
30	130	122	113	106	99	93	87	82	77	73	70	68	66	64	63
25	132	124	117	111	104	98	93	88	84	80	76	73	71	69	67
20	133	127	121	116	110	105	100	99	91	88	84	81	78	76	74
15	135	130	125	121	116	112	108	104	100	97	94	91	88	86	84
10	136	133	130	127	123	120	117	114	111	108	106	103	101	99	97
5	138	136	134	133	131	129	127	126	124	122	121	119	117	116	114
	0,2	0,4	0,6	0,8	1	1,2	1,4	1,6	1,8	2	2,2	2,4	2,6	2,8	3

Yani, $20^\circ < b \leq 35^\circ$ bölgesinde $E_\gamma > 100$ MeV enerjili gama ışını akısının yüzde kaçının gökada içerisindeki hidrojen dağılımından ileri geldiğini saptamada modelimiz yetersiz kalmaktadır. Bilgisayardan aldığımız çizelge değerlerini grafiklere aktardığımızda aşağıdaki sonuçları elde ediyoruz.

5.3.1. $35 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}$ ve $E_\gamma > 100 \text{ MeV}$ Enerjili Gama Işınları Dağılımı ile HI ve $\text{HI}xT_p$ Dağılımlarının İncelenmesi

Enerjileri 35 MeV-100 MeV arasında ve 100 MeV'tan büyük olan gama ışınları dağılımı ile HI ve $\text{HI}xT_p$ dağılımları iki bileşenli bir model içinde yukarıdaki kesimde açıklandığı şekilde ayrı ayrı gözönüne alınarak, (G,d) düzleminde secilen bir dizi noktadaki χ^2 değerleri hesaplanmıştır. (G,d) düzleminde, χ^2 haritalarının (örnek Çizelge.5.4 ve 5.5) bütün ayrıntıları yerine $\chi_{\min}^2$ sınır eğrileri ve χ_α^2 ($\alpha = \% 10$) reddedilme sınırları belirtilip sonuçlar özetlenerek grafikler halinde verilmiştir. Gökada içi (G) katkı oranlarını hesaplarken, G'nin alt ve üst sınırı olan grafiklerde, G değeri olarak bu sınır değerlerinin aritmetik ortalamasını aldık. Ancak bazı bölgelerde modelimiz, gökada içi bileşeninin sadece üst sınırını belirtmektedir. Bu durumlarda hesaplamalarımızda G'nin sadece üst sınır değerlerini belirtmekle yetindik.

Daha önce de belirttiğimiz gibi bu işlemler; $-55^\circ \leq b < -35^\circ$, $-35^\circ \leq b < -20^\circ$, $20^\circ < b \leq 35^\circ$, $35^\circ < b \leq 55^\circ$ ve $55^\circ < b \leq 85^\circ$ olmak üzere beş gökada enlem bölgesinde ayrı ayrı yürütülmüştür. Böylece gökada içi katkısının gökada enlemlerine göre değişimi konusunda bilgi

edinmek amaçlanmıştır. Tüm hesaplamalarımızda $\chi_{\min}^2$ sınır eğri-
lerinin $d=1$ 'e karşılık gelen G yüzdelerini gözönüne aldık. Şim-
di her enlem bölgesini sıra ile alacağız.

A) $-55^\circ \leq b < -35^\circ$ Enlem Bölgesi

Şek.5.1 incelendiğinde hem HI hem $HIXT_p$ ile karşılaştı-
rma yapıldığında her iki enerji bölgesinde de modelin red sınırı-
nın çok altında iyi bir uyum sağladığını gösteriyor. HI ve $HIXT_p$
haritaları birbirini her iki enerji aralığında da desteklemekte-
dir. $d \geq 1$ değerleri için gökada katkısının % 5'in altında kaldı-
ğı görülmektedir. Gerçekte hem HI hem de elektronlar gama ışını
oluşumunda etken olduğundan, HI'den ziyade $HIXT_p$ 'yi gözönüne ala-
rak daha sağlıklı sonuc alınacağı düşünülebilir. Bu nedenle kat-
kı oranlarını araştırırken ağırlığı daha çok $HIXT_p$ üzerine kaydır-
dık. Özet olarak gökada içi katkısı için en olası değerler,

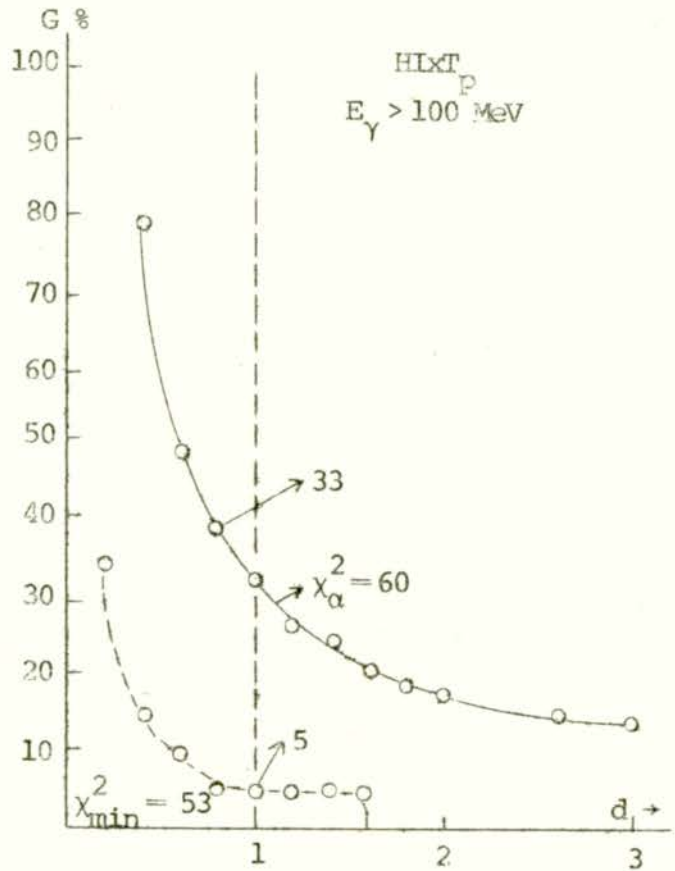
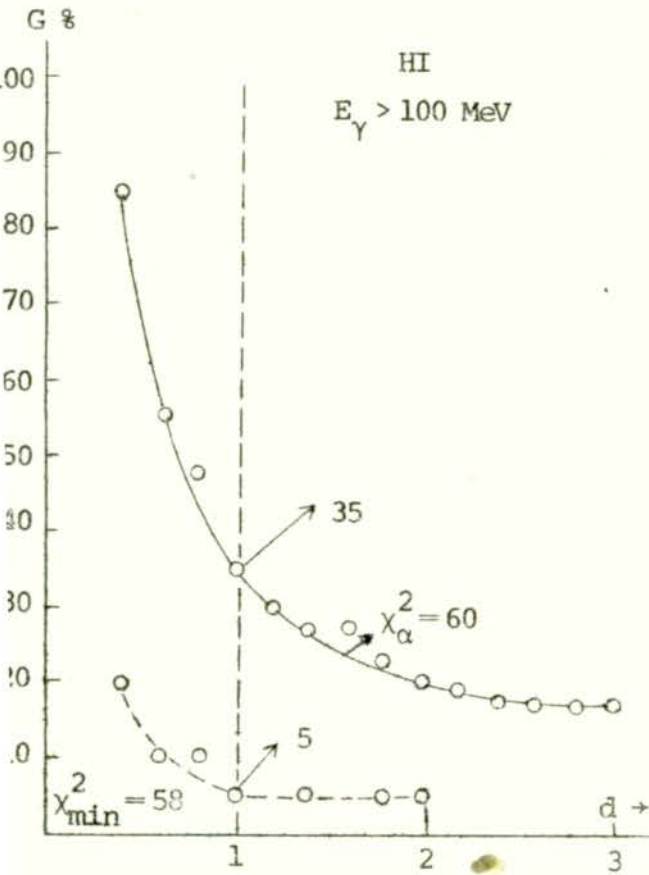
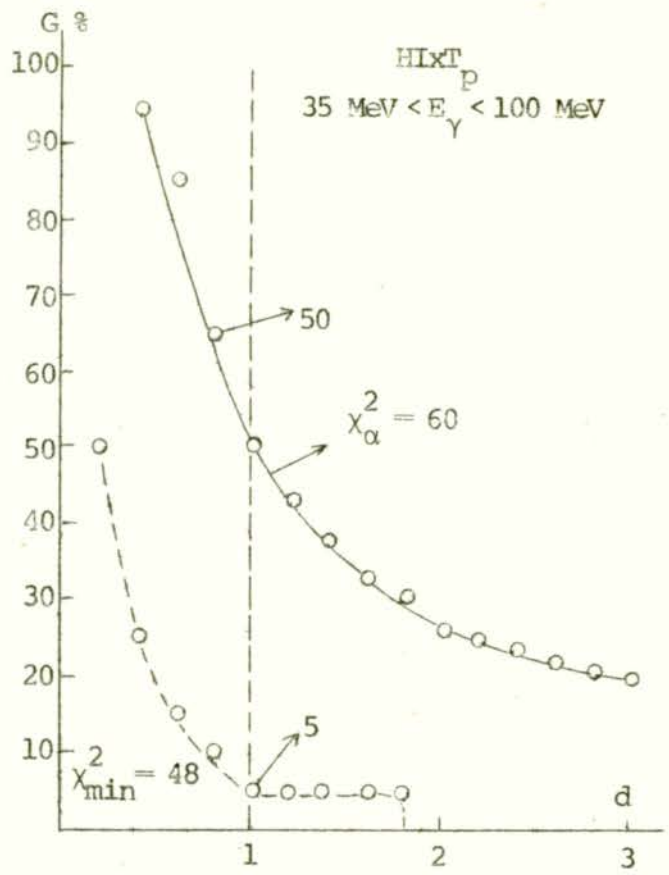
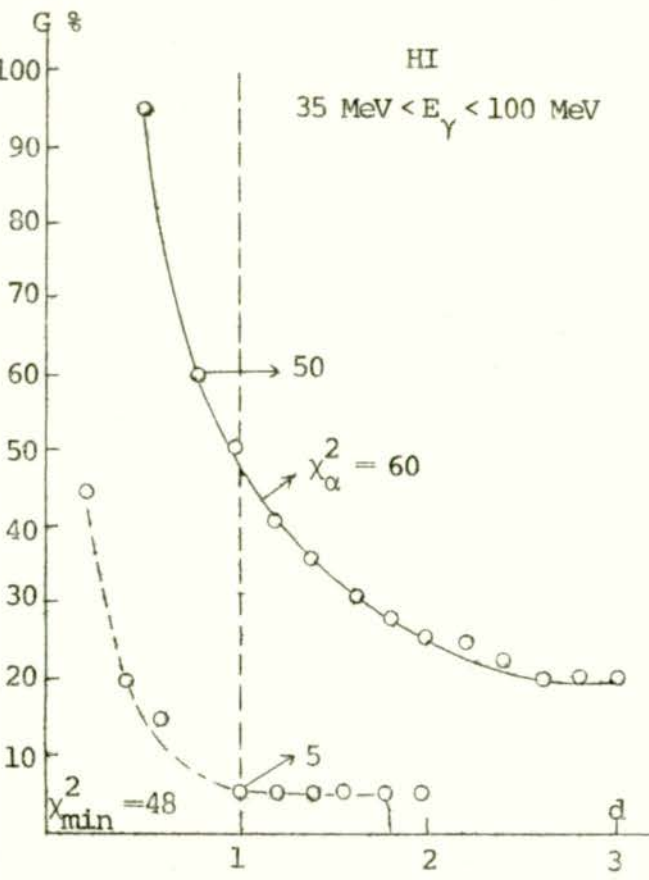
$$G(35 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}) < \% 5$$

$$G(E_\gamma > 100 \text{ MeV}) < \% 5$$

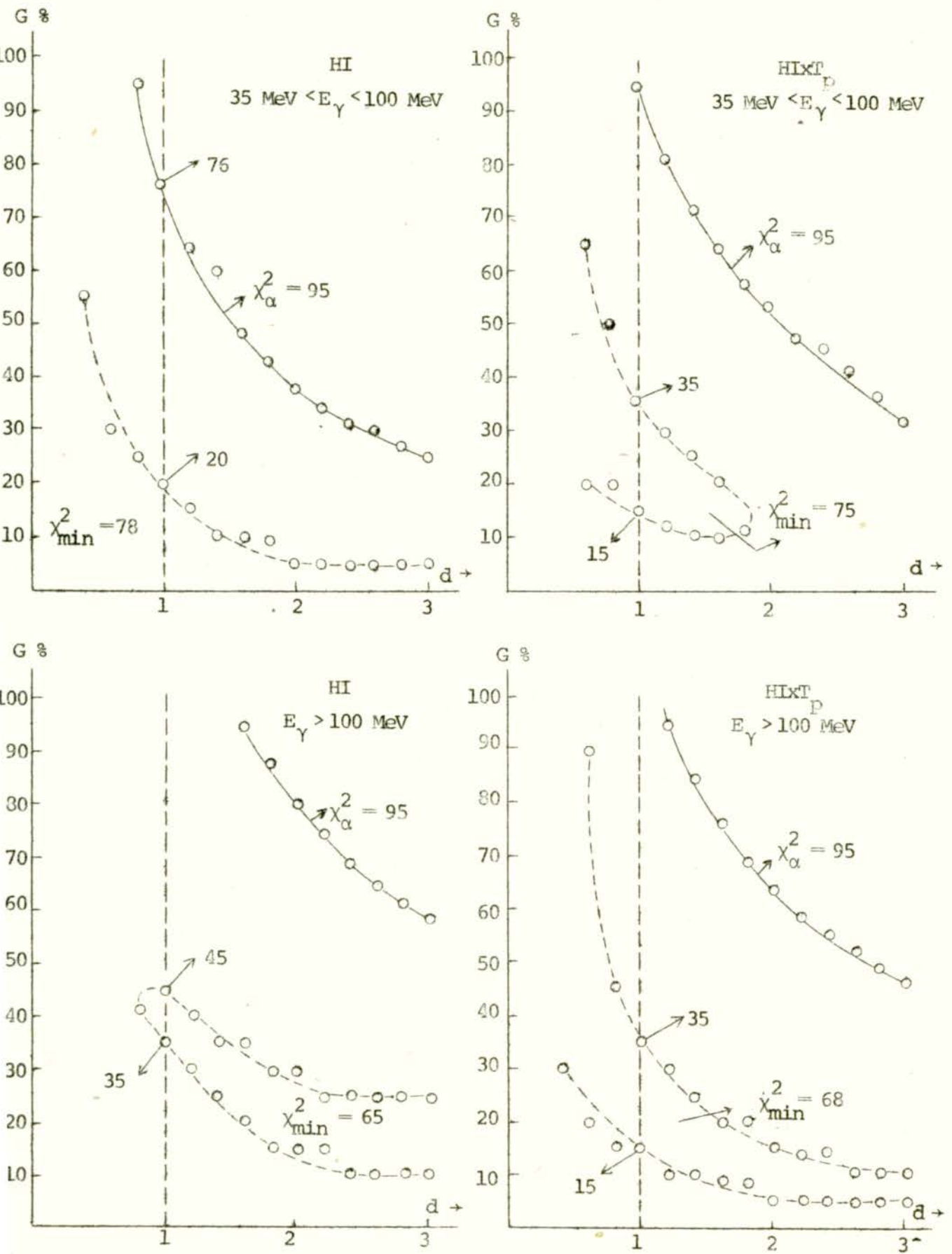
olarak alınabilir.

B) $-35^\circ \leq b < -20^\circ$ Enlem Bölgesi

35 MeV-100 MeV enerji aralığında HI ve $HIXT_p$ karşılaştı-
maları $d=1$ için hemen hemen uyum halindedir. Sadece HI'i düşün-
düğümüzde gökada içi katkı yüzdesinin 20'nin altında olduğunu gö-
rürüz. $HIXT_p$ 'yi düşündüğümüzde bu katkı yüzdesinin 15 ile 35
arasında değiştiği görülmektedir ki bu da HI ile uyum halindedir.
 $E_\gamma > 100 \text{ MeV}$ enerji aralığında ise tek başına HI'i düşündüğümüzde
 $HIXT_p$ 'ye göre biraz yüksek çıkmaktadır ki bu da normal düşünülebilir.



Şek.5.1. $-55^\circ \leq b < -35^\circ$ enlem bölgesinde çeşitli (G,d) ikililerine karşılık gelen χ^2 değerleri. Grafiklerde dolu çizgili eğriler χ^2_α 'ların üst kabul sınırını, kesik çizgili eğriler ise $\chi^2_{\min}$ 'ların sınırını göstermektedir.



Şek.5.2. $-35^{\circ} \leq b < -20^{\circ}$ enlem bölgesinde çeşitli (G, d) ikililerine karşılık gelen χ^2 değerleri. Grafiklerde dolu çizgili eğriler χ^2_{α} 'ların üst kabul sınırını, kesik çizgili eğriler ise $\chi^2_{\min}$ 'ların sınırını göstermektedir.

Çünkü diğer bileşenlerin katkısını yok sayıp sadece HI'in katkısı düşünüldüğünde bu katkı yüzdesi biraz yüksek çıkar.

Şek.5.2'den bu bölgedeki gökada içi katkıları için,

$$G(35 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 100 \text{ MeV}) = \%25 \pm 10$$

$$G(E_{\gamma} > 100 \text{ MeV}) = \%25 \pm 10$$

yazabiliriz.

C) $20^{\circ} < b \leq 35^{\circ}$ Enlem Bölgesi

Bu bölge, gökadamızın en karmaşık yapı taşıyan bölümlerindendir. Eski ve çok yakın bir süpernova kalıntısının bölgesi olarak düşünülen, gökyüzünde 60° 'lik bir bölgeyi kaplayan Kuzey Gökada Uzantısı (North Galactic Spur-NGS) ile madde ve yıldız yoğunluğu dağılımında bir kuzey-güney bakışimsızlığı gösteren Gould Kuşağı (Gould's Belt) bu bölgede sayılabilir. İki bileşenli basit modelimizin bu yapıyı iyi yansıtamayacağı beklenebilir. Gerçekten de $E_{\gamma} > 100 \text{ MeV}$ enerji aralığında modelimiz kabul edilebilir (G,d) değerleri oluşturamamıştır. Bu nedenle $E_{\gamma} > 100 \text{ MeV}$ için G yüzdesini veremedik. 35 MeV - 100 MeV enerji aralığında sonuçlarımız daha güvenlidir. Bu bölgede gökada içi katkısı beklendiği şekilde artmıştır. Gökada içi katkısının % 40'tan aşağı olamayacağını gösteren bu sonuc ışığında

$$G(35 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 100 \text{ MeV}) = \%45 \pm 5$$

yazılabilir.

D) $35^{\circ} < b \leq 55^{\circ}$ Enlem Bölgesi

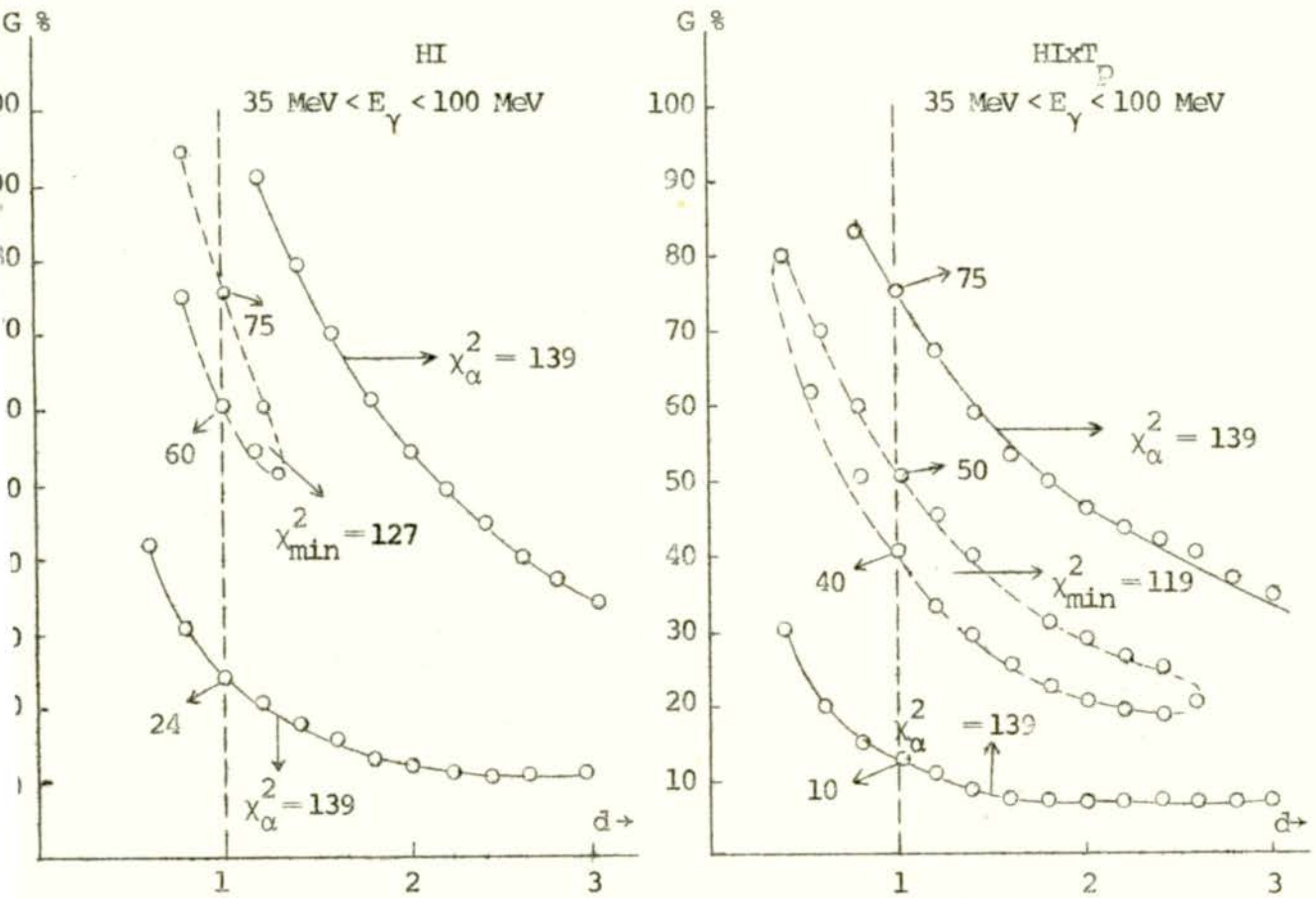
Bir önceki bölgedeki gökadasal yapıların bir bölümü bu bölgeye de taşmaktadır. Bununla birlikte, her iki enerji bölgesi

icin G yüzdesini hesaplamak mümkündür. $35 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 100 \text{ MeV}$ enerji aralığında her iki karşılaştırma (HI ve $HIxT_p$) birbiri ile uyuşmakta, $\%25 \pm 5$ arası değerlere işaret etmektedir. $E_{\gamma} > 100 \text{ MeV}$ aralığında ise tekrar üst sınır getirme eğilimi ortaya çıkmaktadır. Sonuç olarak

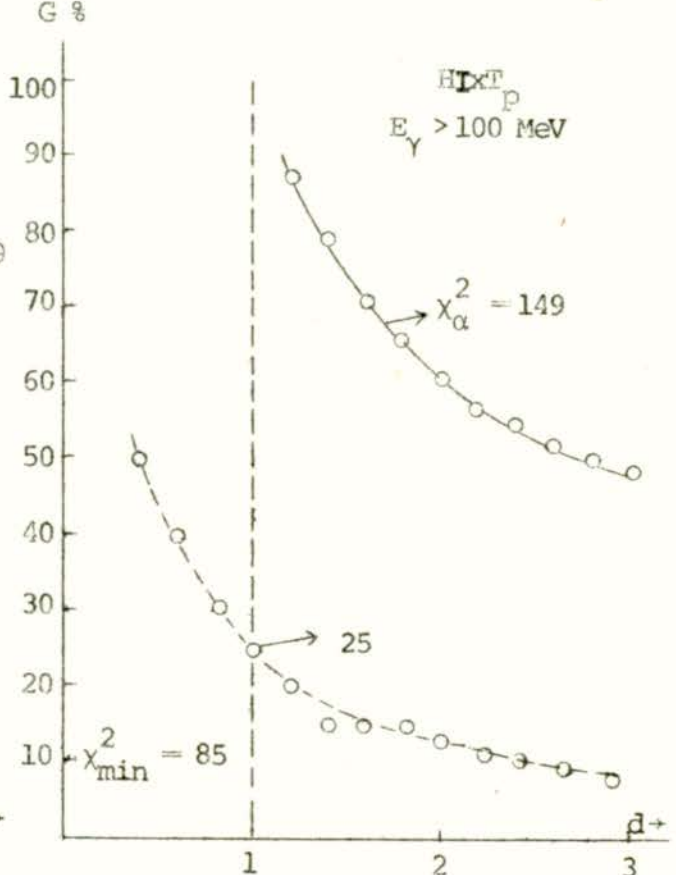
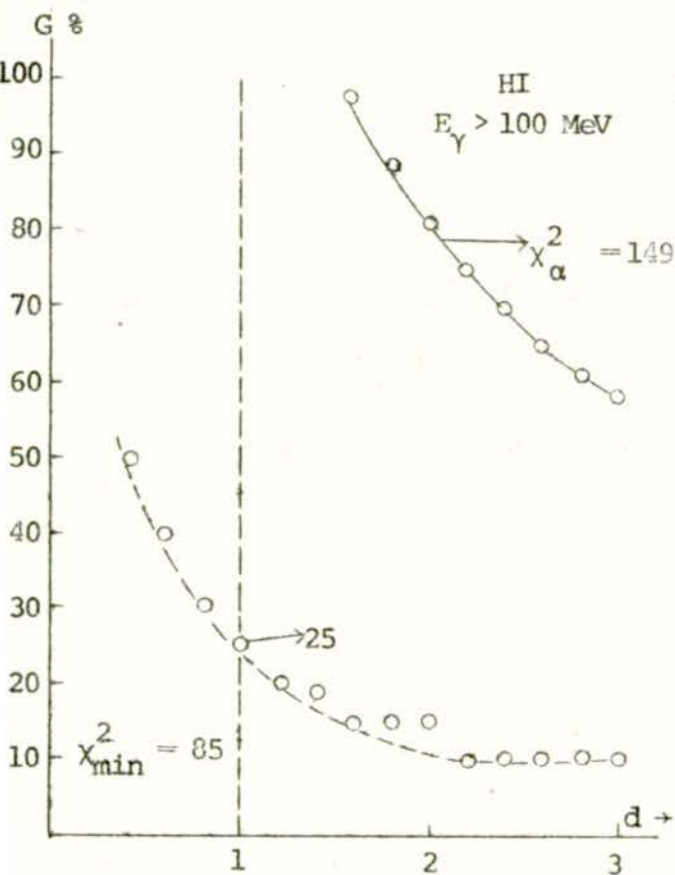
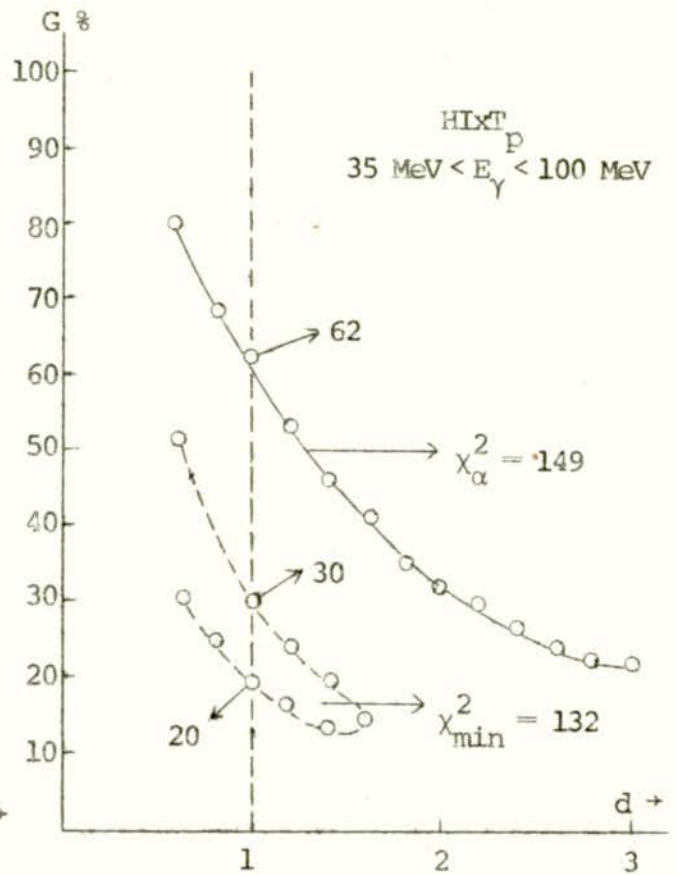
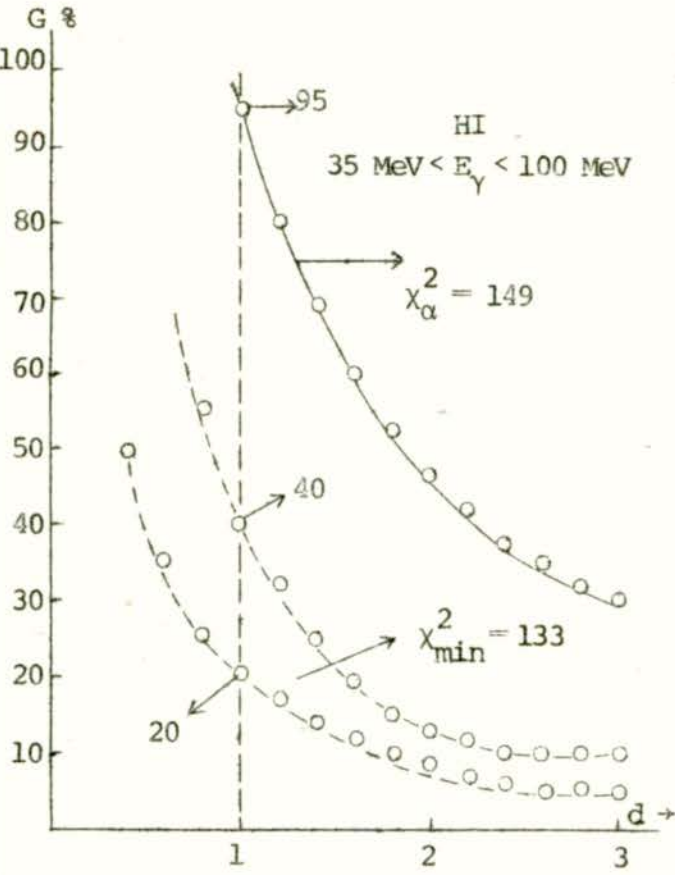
$$G(35 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 100 \text{ MeV}) = \%25 \pm 5$$

$$G(E_{\gamma} > 100 \text{ MeV}) < \%25$$

şeklinde elde edilir.



Şek.5.3. $20^{\circ} < b \leq 35^{\circ}$ enlem bölgesinde çeşitli (G,d) ikililerine karşılık gelen χ^2 değerleri. Grafiklerde dolu çizgili eğriler χ_{α}^2 'ların üst ve alt kabul sınırını, kesik çizgili eğriler ise $\chi_{\min}^2$ 'ların sınırını göstermektedir.



Sek.5.4. $35^\circ < b \leq 55^\circ$ enlem bölgesinde çeşitli (G,d) ikililerine karşılık gelen χ^2 değerleri. Grafiklerde dolu çizgili eğriler, χ_α^2 'ların üst kabul sınırını, kesik çizgili eğriler ise $\chi_{\min}^2$ 'ların sınırını göstermektedir.

E) $55^{\circ} < b \leq 85^{\circ}$ Enlem Bölgesi

Gökada içi katkının en az olmasını ve gökada ötesi ışımanın en çok gözlenmesini beklediğimiz bu bölgede HI ve HIxT_p dağılımları yaklaşık birbirine uyan sonuçlar vermektedir.

$35 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 100 \text{ MeV}$ enerji aralığında HIxT_p 'den ileri gelen katkı, sırf HI'in oluşturduğu katkıdan biraz fazla olduğunu görmekteyiz. Elektronların gökada düzleminde, hidrojenin ulaşabileceğinden çok yükseklerle ulaşabileceklerini, dolayısıyla bu enlem bölgesinde çok fazla elektronun var olabileceğini düşünürsek bu artışı anlayabiliriz. Sonuç olarak,

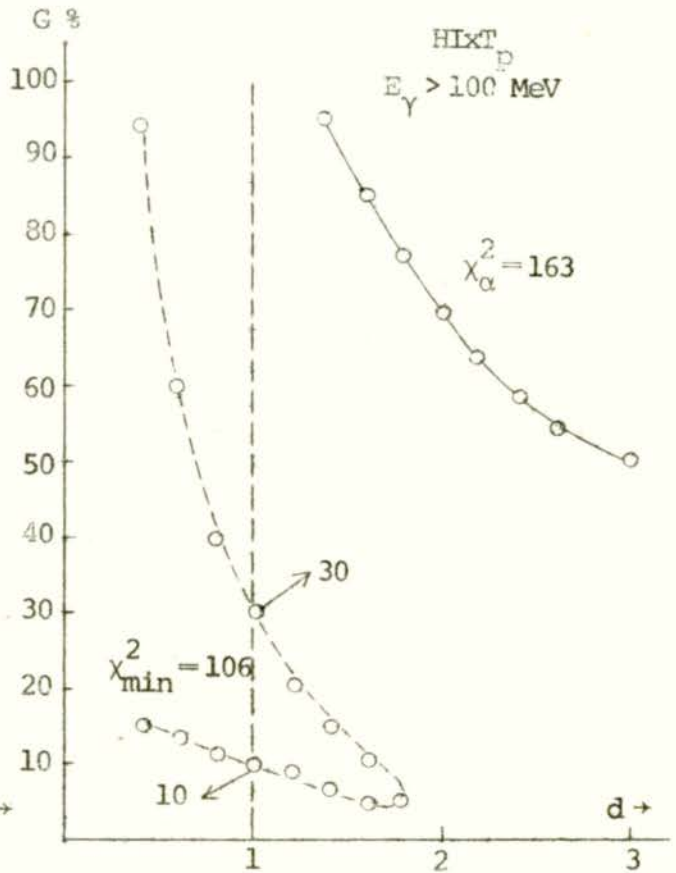
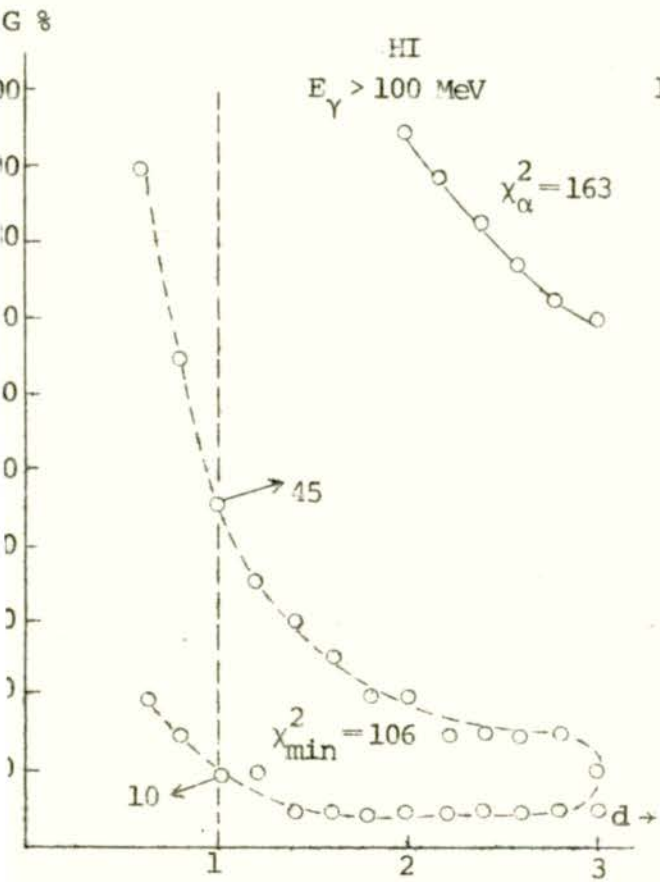
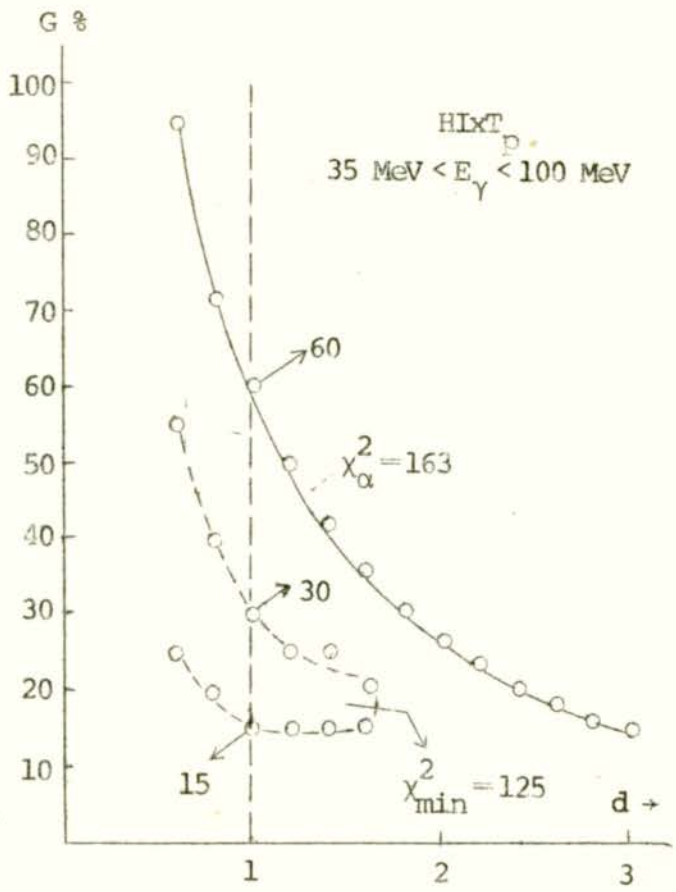
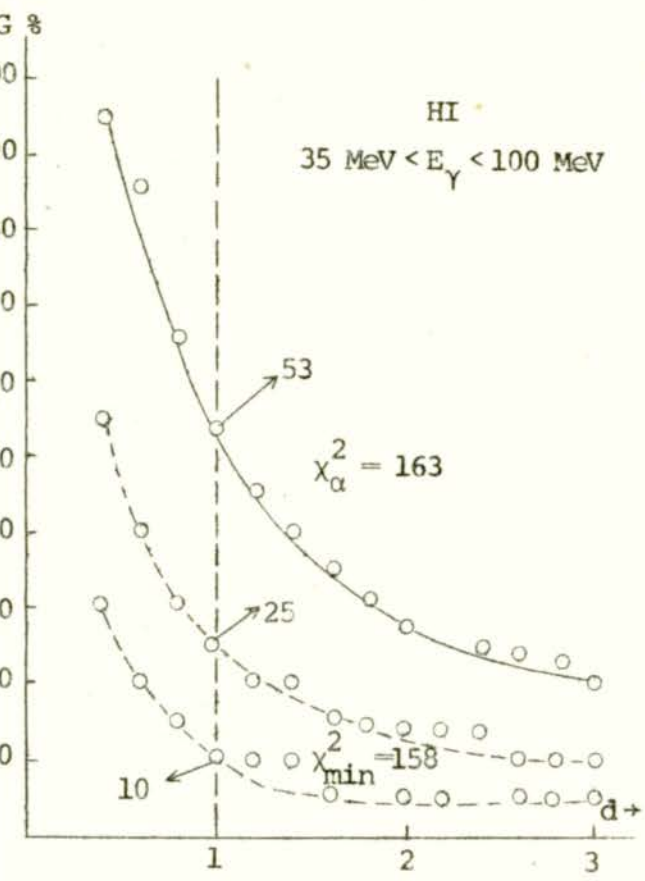
$$G(35 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 100 \text{ MeV}) = 20 \pm 5 = 23 \pm 8$$

$$G(E_{\gamma} > 100 \text{ MeV}) = 20 \pm 10$$

aralığını kabul edebiliriz. Bu sonuçlarımızı aşağıda Çizelge.5.6'daki gibi özetleyebiliriz. Çizelgeden görüldüğü gibi gökada düzleminde uzaklaştıkça gökada içi katkısı azalmaktadır.

Çizelge.5.6. Çeşitli enlem bölgelerinde her iki enerji aralığı için gökada içi bileşeni (G)'nin katkı yüzdeleri.

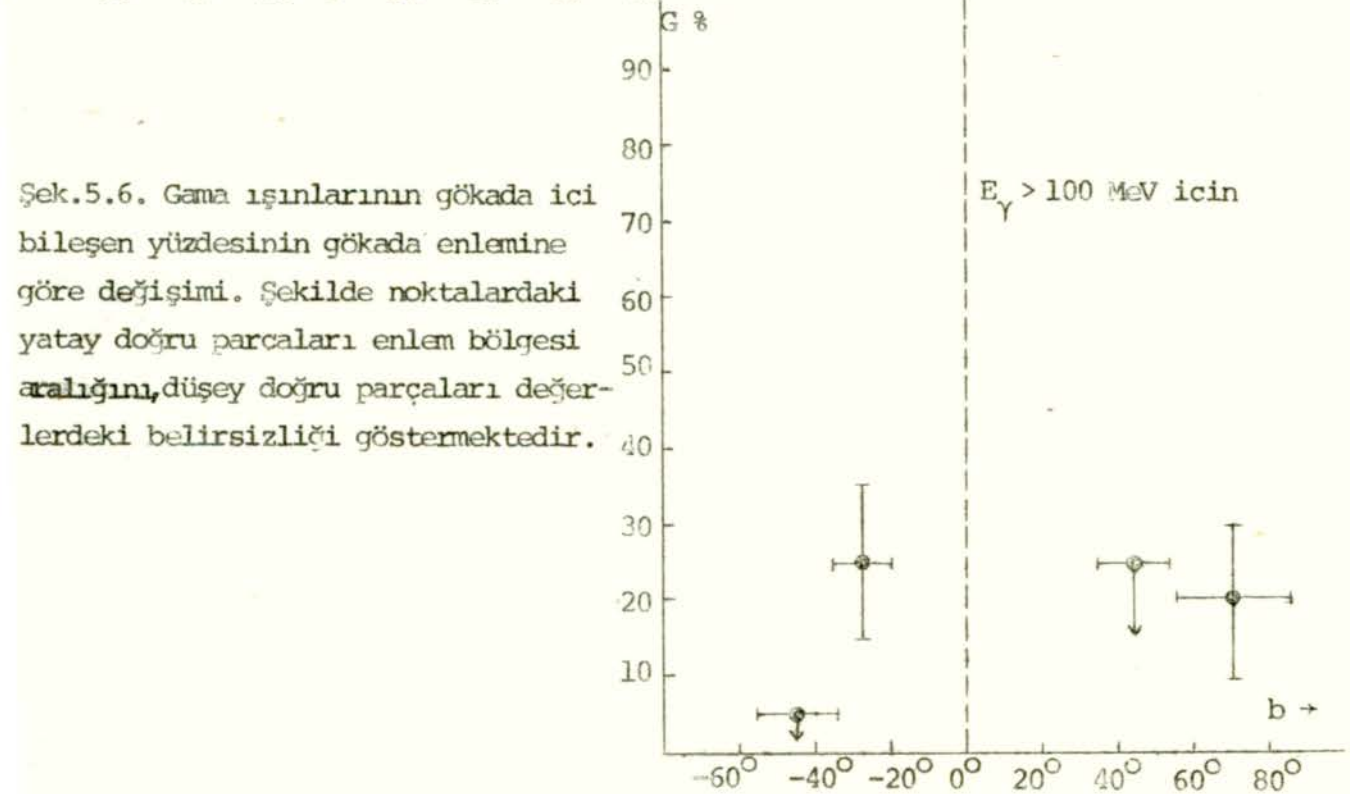
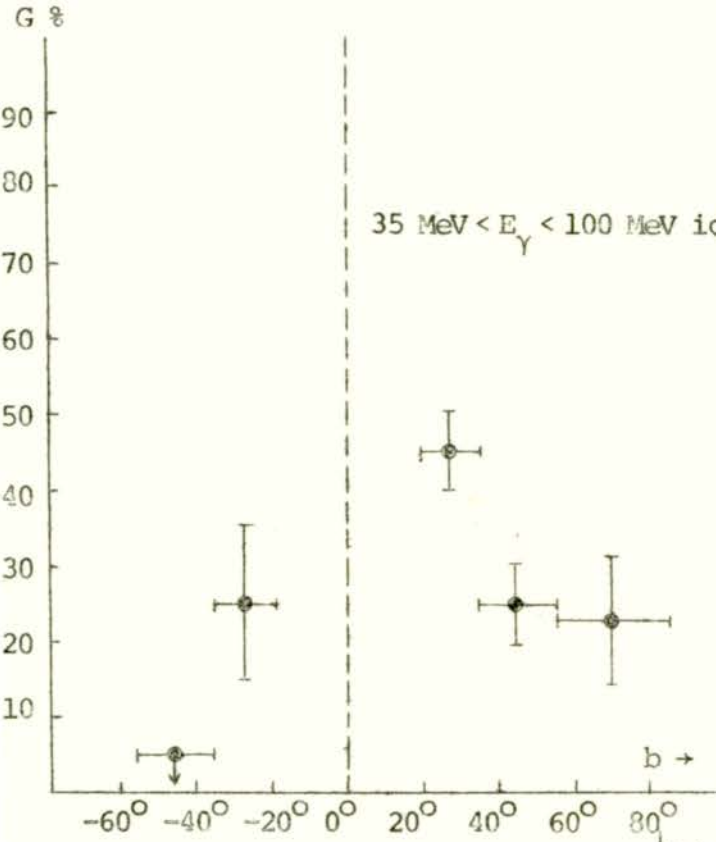
Enlem bölgeleri	G (%)	
	$35 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 100 \text{ MeV}$	$E_{\gamma} > 100 \text{ MeV}$
$-55^{\circ} \leq b < -35^{\circ}$	< 5	< 5
$-35^{\circ} \leq b < -20^{\circ}$	25 ± 10	25 ± 10
$20^{\circ} < b \leq 35^{\circ}$	45 ± 5	...
$35^{\circ} < b \leq 55^{\circ}$	25 ± 5	< 25
$55^{\circ} < b \leq 85^{\circ}$	23 ± 8	20 ± 10



Şek.5.5. $55^\circ < b \leq 85^\circ$ enlem bölgesinde çeşitli (G,d) ikililerine

karşılık gelen χ^2 değerleri. Grafiklerde dolu çizgili eğriler χ^2_{α} ların üst kabul sınırını, kesik çizgili eğriler ise $\chi^2_{\min}$ ların sınırını göstermektedir.

Gökada içi bileşen yüzdesinin gökada enleme göre değişimi de Şek.5.6'da verilmektedir. Güney gökada yarımküresinde yüksek enlemlerde SAS-2 tarafından az bir alan taranmış olduğundan özellikle $E_{\gamma} > 100$ MeV enerji aralığında gözlenen olay sayısı çok azdır. Bu nedenle sağlıklı sonuc almak güçleşmektedir.



Şek.5.6. Gama ışınlarının gökada içi bileşen yüzdesinin gökada enlemine göre değişimi. Şekilde noktalardaki yatay doğru parçaları enlem bölgesi aralığını, dikey doğru parçaları değerlerdeki belirsizliği göstermektedir.

5.4. GAMA IŞINI İNTEGRAL ŞİDDET DEĞERLERİNİN HESAPLANMASI

Gama ışını ve duyarlık dağılımı haritaları yardımıyla akı dağılımı haritalarını nasıl elde ettiğimizi 4. Bölümde açıklamıştık. Elimizdeki bu akı dağılımı haritalarını kullanarak gama ışını integral şiddet değerlerini hesapladık. Gama ışını spektrumu indisi "a" için $|b| > 30^\circ$ enlem bölgesine ait ortalama değer olarak

$$a = 2,9 \pm 0,2$$

değeri verilmektedir⁽²²⁾. Bunun $|b| > 20^\circ$ için de kullanılabileceğini varsayarak,

$$I_Y(>E_Y) = 5,52 \times 10^{-5} \frac{f_i(>E_Y)}{\bar{A}_{E_Y}} \quad (4.4)$$

ifadesi yardımıyla şiddet değerini hesaplayabiliriz. Bunun için SAS-2 teleskopunun ortalama etkin alan değeri olarak Şek.4.16'dan $a = 2,9 \pm 0,2$ değerine karşılık gelen değerleri aldık. Bu değerler,

$$35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV} \text{ için } \bar{A}_{E_Y} = 20 \text{ cm}^2 \text{ ve}$$

$$E_Y > 100 \text{ MeV} \text{ için } \bar{A}_{E_Y} = 75 \text{ cm}^2 \text{ olarak bulunur.}$$

Bu değerlerdeki hata oranı % 12 mertebesinde dir. (4.4)

denkle mi yardımıyla hesapladığımız integral şiddet değ erleri Çizelge.5.7'de verilmektedir. Bu değ erlerin gökada enlem bölgelerine göre değ işim grafiğ i de her iki enerji bölg esi için Şek.5.7' de görülmektedir.

Çizelge.5.7'deki sonuclarımız, Fichtel ve arkadaşları-
nın^(18,21) bulmuş oldukları şiddet değ erleriyle iyi bir uyum içe-
risindedir. Şek.5.7'yi incelediğimizde gama ışını şiddetinin yük-

sek enlemlere doğru gidildikçe (her iki yarımküre için) azaldığını görmekteyiz. Bu da beklenen bir sonuctur. $|b| > 20^\circ$ enlem bölgesinde gama ışını şiddeti için bulduğumuz

$$I_Y (35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}) = (8,7 \pm 1,3) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

$$I_Y (E_Y > 100 \text{ MeV}) = (1,3 \pm 0,2) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

değerleri, Özel'in⁽²²⁾ $|b| > 30^\circ$ enlem bölgesi için bulmuş olduğu

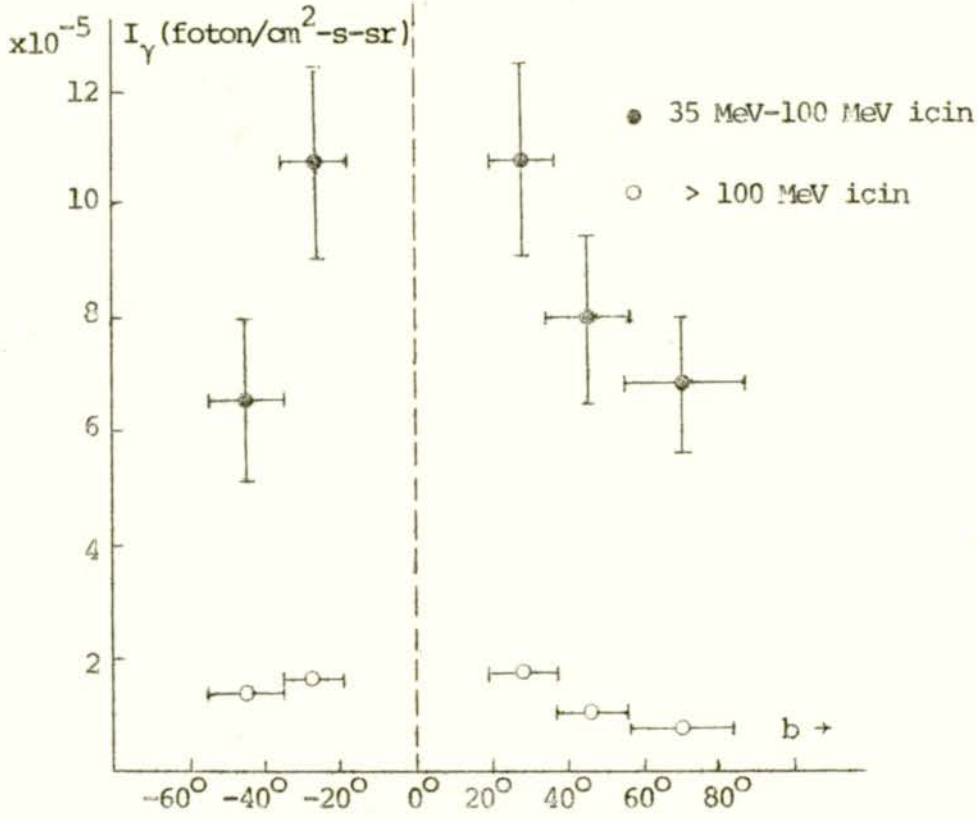
$$I_Y (35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}) = (7,3 \pm 2,0) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

$$I_Y (E_Y > 100 \text{ MeV}) = (1,1 \pm 0,2) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

değerleriyle de uyum halindedir. Bizim bulduğumuz değerlerin Özel'in değerlerinden biraz daha büyük çıkması normaldir. Çünkü Özel, $|b| > 30^\circ$ bölgesini incelemiştir. Biz ise gökada düzlemine biraz daha yaklaşarak $|b| > 20^\circ$ bölgesinde araştırmamızı yaptık. Gökada düzlemine doğru gidildikçe gama akısı artmaktadır.

Çizelge.5.7. Çeşitli enlem bölgelerinde her iki enerji aralığı için gama ışını integral şiddet değerleri.

Enlem bölgeleri	$I_Y (\text{foton/cm}^2\text{-s-sr})$	
	$35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}$	$E_Y > 100 \text{ MeV}$
$-55^\circ \leq b < -35^\circ$	$(6,5 \pm 1,5) \times 10^{-5}$	$(1,4 \pm 0,3) \times 10^{-5}$
$-35^\circ \leq b < -20^\circ$	$(10,7 \pm 1,9) \times 10^{-5}$	$(1,6 \pm 0,3) \times 10^{-5}$
$20^\circ < b \leq 35^\circ$	$(10,8 \pm 1,8) \times 10^{-5}$	$(1,7 \pm 0,3) \times 10^{-5}$
$35^\circ < b \leq 55^\circ$	$(8,0 \pm 1,4) \times 10^{-5}$	$(1,1 \pm 0,2) \times 10^{-5}$
$55^\circ < b \leq 85^\circ$	$(6,8 \pm 1,2) \times 10^{-5}$	$(0,8 \pm 0,2) \times 10^{-5}$
$ b > 20^\circ$	$(8,7 \pm 1,3) \times 10^{-5}$	$(1,3 \pm 0,2) \times 10^{-5}$



Şek.5.7. Gama ışını integral şiddetinin gökada enlemine göre değişimi. Şekilde noktalarındaki yatay doğru parçaları enlem bölgesi aralığını, düşey doğru parçaları değerlerdeki belirsizliği göstermektedir.

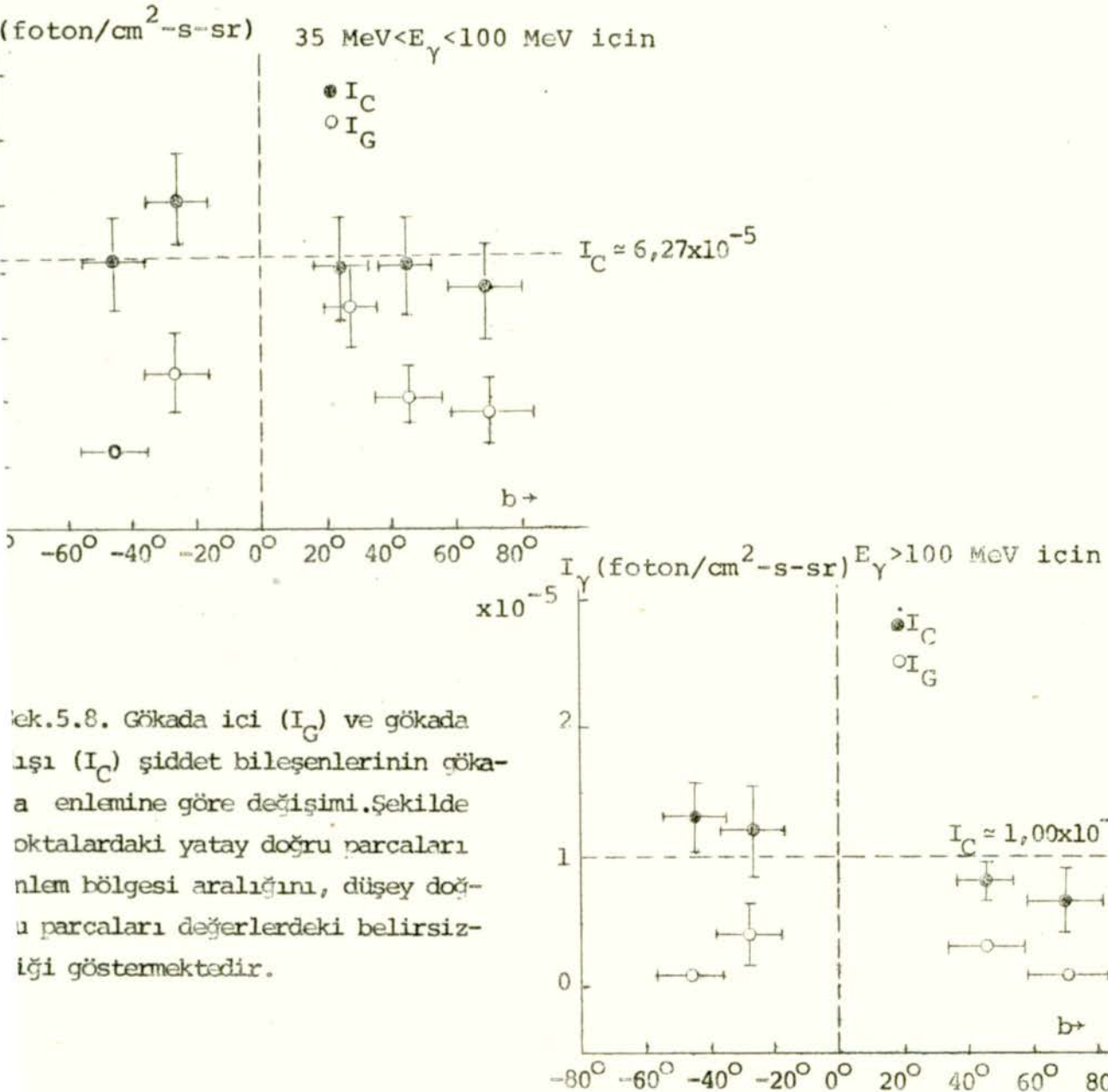
Çizelge.5.6 ve 5.7 yardımıyla hesapladığımız gökada içi şiddet bileşeni I_G ve gökada dışı şiddet bileşeni I_C 'nin değerleri her iki enerji bölgesi için sırasıyla Çizelge.5.8 ve 5.9'da, enleme göre değişimleri de Şek.5.8'de verilmektedir.

Çizelge.5.8. Çeşitli enlem bölgelerinde her iki enerji aralığı için gökada içi şiddet bileşeni (I_G) değerleri.

Enlem bölgesi	I_G (foton/cm ² -s-sr)	
	35 MeV < E_γ < 100 MeV	E_γ > 100 MeV
$-55^\circ \leq b < -35^\circ$	$< (0,33 \pm 0,08) \times 10^{-5}$	$< (0,07 \pm 0,01) \times 10^{-5}$
$-35^\circ \leq b < -20^\circ$	$(2,67 \pm 1,54) \times 10^{-5}$	$(0,40 \pm 0,23) \times 10^{-5}$
$20^\circ < b \leq 35^\circ$	$(4,86 \pm 1,35) \times 10^{-5}$	—
$35^\circ < b \leq 55^\circ$	$(2,00 \pm 0,75) \times 10^{-5}$	$< (0,27 \pm 0,05) \times 10^{-5}$
$55^\circ < b \leq 85^\circ$	$(1,56 \pm 0,82) \times 10^{-5}$	$(0,16 \pm 0,12) \times 10^{-5}$

Çizelge.5.9. Çeşitli enlem bölgelerinde her iki enerji aralığı için gökada dışı şiddet bileşeni (I_C) değerleri

Enlem bölgeleri	I_C (foton/cm ² -s-sr)	
	$35 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}$	$E_\gamma > 100 \text{ MeV}$
$-55^\circ \leq b < -35^\circ$	$> (6,17 \pm 1,42) \times 10^{-5}$	$> (1,33 \pm 0,28) \times 10^{-5}$
$-35^\circ \leq b < -20^\circ$	$(8,02 \pm 2,49) \times 10^{-5}$	$(1,20 \pm 0,38) \times 10^{-5}$
$20^\circ < b \leq 35^\circ$	$(5,94 \pm 1,53) \times 10^{-5}$	-
$35^\circ < b \leq 55^\circ$	$(6,00 \pm 1,45) \times 10^{-5}$	$> (0,82 \pm 0,15) \times 10^{-5}$
$55^\circ < b < 85^\circ$	$(5,24 \pm 1,46) \times 10^{-5}$	$(0,64 \pm 0,24) \times 10^{-5}$



Çizelge.5.9'da bazı enlem bölgelerinde I_C 'nin alt sınırı belirtilmiştir. Ancak bu bölgelerdeki I_C değerlerinin yine aynı bölgelerdeki I_Y değerini gecemeyeceği açıktır.

Şek.5.8'i incelediğimizde, her iki enerji bölgesi için gökada düzleminden uzaklaştıkça gökada içi şiddet bileşeni (I_G)'nin değerinde bir azalma olduğu görülmektedir. Ancak kutuplara doğru yaklaştıkça şiddetteki değişim hızı azalmaktadır. Gökada düzlemine göre güney ve kuzey gökada yarımkürelerinde bakışimsızlık göze çarpmaktadır. Gökada dışı şiddet bileşeni (I_C) değerlerinin her enerji bölgesinde birbirine oldukça yakın olması, bu bileşenin her enerji bölgesinde sabit olduğu düşüncesini desteklemektedir. Ortalama bir değer olarak, $35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}$ enerji aralığında $I_C \approx 6,27 \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$, $E_Y > 100 \text{ MeV}$ enerji aralığında da $I_C \approx 1,00 \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$ olarak alabiliriz. Şek.5.8'de bu ortalama değerler kesik çizgilerle gösterilmiştir.

Bu çalışmada, enerjileri 35 MeV-100 MeV arasında olan ve 100 MeV'tan büyük olan gama ışınları için χ^2 (Ki-kare) testi uygulanarak çeşitli enlem bölgelerinde gama ışımasının tekdüzeliği araştırıldı. Kullanılan veriler, gökadamızın $|b| > 20^\circ$ enlem bölgesinde, SAS-2 uydusu ile elde edilen gama ışını dağılım verileri, Heiles'in görüş çizgisi boyunca atomik hidrojen (HI) yoğunluğu dağılım verileri ve Landecker ile Wielebinski'nin parlaklık sıcaklığı (T_p) dağılım verileridir.

$|b| > 20^\circ$ enlem bölgesinde gama ışımasının tekdüze olmadığı, tekdüzeliğin alt sınırının $|b| \approx 50^\circ$ enleminde olduğu görüldü. Gözlenen gama ışını akısı iki bileşenli bir modelle (gökada içi + gökada dışı) incelendi.

İnceleme yapılan her enlem bölgesinde, gökada dışı bileşenin gökada içi bileşenden daha fazla olduğu sonucuna varıldı. Her iki enerji aralığındaki gama ışınları için, $|b| > 20^\circ$ enlem bölgesinde gama ışını integral şiddet değerleri hesaplanarak,

$$I_Y(35 \text{ MeV} < E_Y < 100 \text{ MeV}) = (8,7 \pm 1,3) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

$$I_Y(E_Y > 100 \text{ MeV}) = (1,3 \pm 0,2) \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

elde edildi. Bu değerlerin başka araştırmacıların bulduğu değerlerle uyum içerisinde olduğu görüldü.

Gama ışınlarının uzaysal dağılımıyla, ayrı ayrı atomik hidrojen (HI) ve atomik hidrojenle parlaklık sıcaklığı (T_p) carpımı ($HI \times T_p$) dağılımları gözönüne alınarak, gözlenen gama ışımasının gökada içi ve gökada dışı integral şiddet bileşenleri hesaplandı. Her iki yarımkürede gökada düzleminden uzaklaştıkça, gökada içi şiddet bileşeninin değerinde, beklenene uygun olarak, bir

azalma olduğu görüldü. Işımanının gökada dışı şiddet bileşenlerinin,

$$I_C(35 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}) \approx 6,27 \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

$$I_C(E_\gamma > 100 \text{ MeV}) \approx 1,00 \times 10^{-5} \text{ foton/cm}^2\text{-s-sr}$$

değerleri civarında olduğu bulundu. Sonuçta, bu şiddet bileşenlerinin enerji bölgeleri içerisinde ayrı ayrı sabit kaldığı görüldü.

S U M M A R Y

This work is concerned with studies of the isotropy of gamma rays, with the energies 35 MeV-100 MeV and bigger than 100 MeV, in different latitude regions in the $|b| > 20^\circ$ galactic area, by using χ^2 (chi-square) test. The datas used are that the γ -rays distribution which is obtained by SAS-2 satellite, the galactic atomic hydrogen (HI) line of sight density given by Heiles and the brightness temperature distribution given by Landecker and Wielebinski.

In the range where $|b| > 20^\circ$, it has been seen that the γ -rays distribution is not isotropic. The lowest value of galactic latitude of the range, where the γ -rays distribution is isotropic, is $|b| \approx 50^\circ$. Observed γ -rays radiation has been studied with a model has two components (galactic + extragalactic).

It was concluded that in each studied galactic latitude region, the extragalactic component is bigger than the galactic component. For each energy interval, the γ -rays integral intensity values, in the range $|b| > 20^\circ$, has been calculated. These values are

$$I_\gamma (35 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}) = (8,7 \pm 1,3) \times 10^{-5} \text{ ph/cm}^2\text{-s-sr}$$

$$I_\gamma (E_\gamma > 100 \text{ MeV}) = (1,3 \pm 0,2) \times 10^{-5} \text{ ph/cm}^2\text{-s-sr}$$

The above results are in agreement with the results given elsewhere.

The galactic and extragalactic integral intensity components of observed γ -rays radiation have been calculated by considering the galactic distribution of γ -rays with the atomic hydrogen (HI), and with the multiplication of the atomic hydrogen with brightness temperature ($\text{HI} \times T_p$) distribution respectively. In both galactic

hemisphere, there is a decrease in the galactic intensity component, as expected, with the increasing number of latitudes from the galactic plane. The extragalactic intensity components of the γ -rays radiation are

$$I_C \quad (35 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}) \approx 6,27 \times 10^{-5} \text{ ph/cm}^2\text{-s-sr}$$

$$I_C \quad (E_\gamma > 100 \text{ MeV}) \approx 1,00 \times 10^{-5} \text{ ph/cm}^2\text{-s-sr}$$

These calculations are indicating that, in the each energy interval, the extragalactic intensity components are constant with different values.

KAYNAKLAR

- 1- HEILES, C., Ast. and Astrophys. Suppl., 20, 37 (1975).
- 2- LANDECKER, T.L. and WIELEBINSKI, R., Aust. J. Phys. Astrophys. Suppl., 16, 1 (1970).
- 3- HESS, V.F., Phys. Zeits., 13, 1084 (1912).
- 4- SKOBELTZYN, D.V., Z. Physik, 43, 354 (1927).
- 5- BÖTHE, W. and KÖLHÖRSTER, W., Phys. Zeits., 30, 516 (1929).
- 6- HAYAKAWA, S., Prog. in Th. Phys., 8, 571 (1952).
- 7- HUTCHINSON, G.W., Phil. Mag., 43, 847 (1952).
- 8- CLINE, T.L., Phys. Rev. Let., 7, 109 (1961).
- 9- KRAUSHAAR, W.L., CLARK, G. W., Phys. Rev. Let., 8, 106 (1962).
- 10- EHRAM, C.H., FICHTEL, C.E., KNIFFEN, D.A., ROSS, R.W., Nuc. Ins. and Meth., 56, 109 (1967).
- 11- KNIFFEN, D.A., Ph. D. Thesis, Cath. Un. of America, (1967).
- 12- FRYE, G.M., STAIB, J. A., ZYCH, A.D., Nature, 223, 1320 (1969).
- 13- FRYE, G.M. and WANG, C.P., Ap. J., 158, 925 (1969).
- 14- COBB, R., DUTHIE, J.G., STEWARD, J., Phys. Rev. Let., 15, 507 (1965).
- 15- ÖGELMAN, H.B., DELVAILLE, J.P., GREISEN, K.I., Phys. Rev. Let., 16, 491 (1966).
- 16- FRYE, G.M., SMITH, L.N., Phys. Rev. Let., 17, 733 (1966).
- 17- KRAUSHAAR, W.L., CLARK, G.W., GARMIRE, G.P., BORKEN, R., HIGBIE, P., LEONG, V. and THORSOS, T., Ap. J., 177, 341 (1972).
- 18- FICHTEL, C.E., HARTMAN, R.C., KNIFFEN, D.A., THOMPSON, D.J., BIGNAMI, G.F., ÖGELMAN, H., ÖZEL, M.E., TÜMER, T., Ap.J., 198, 163 (1975).
- 19- THOMPSON, D.J., FICHTEL, C.E., KNIFFEN, D.A., ÖGELMAN, H.B., Ap. J. L., L79, (1975).
- 20- ÖGELMAN, H.B., FICHTEL, C.E., KNIFFEN, D.A. and THOMPSON, D.J., Ap. J., 209, 584 (1976).

- 21- FICHTEL, C.E., SIMPSON, C.A., THOMPSON, D.J., Diffuse Gamma Radiation, X-662-77-271, NASA, GSFC, (1977).
- 22- ÖZEL, M.E., Doktora Tezi, ODTÜ-Fizik Bölümü, (1977).
- 23- RAMATY, R., LINGENFELTER, R.E., J. of Geophys. Res., 71, 3687 (1966).
- 24- SHKLOVSKII, I., "Supernovae", John Waley, 1968.
- 25- LANDAU, L. and LIFSHITZ, E., "Classical Theory of Fields", Reading, Mass. Addison-Wesley, 1951.
- 26- BOLDT, E., "Lectures in High-Energy Astrophysics" (Edited by. H. Ögelman and J.R. Wayland), NASA SP-199, 1969, Vol. 4.
- 27- STECKER, F.W., "Cosmic Gamma Rays", NASA SP-249, 1971.
- 28- GINZBURG, V.L., SYTROVATSKII, S.I., "Origin of Cosmic Rays", New York, McMillan, 1964.
- 29- STECKER, F.W., X-662-76-154, p. 357, GSFC, preprint. (1976).
- 30- HEITLER, W., "Quantum Theory of Radiation", Oxford: Clarendon Press, 1954.
- 31- JONES, F.C., Can. J. of Phys., 46, S1003 (1968).
- 32- JACKSON, D., "Classical Electrodynamics", John Wiley, 1962.
- 33- GINZBURG, V.L., SYTROVATSKII, S.I., Sov. Phy. Usp., 7, 969 (1965).
- 34- GINZBURG, V.L., "Theoretical Physics and Astrophysics", Pergamon Press, 1979.
- 35- CAVALLO, G. and GOULD, R. J., The Neutral Pion Decay and the Gamma Radiation from Our Galaxy, II Nuovo Cimento, 2B, 77 (1971).
- 36- STECKER, F.W., "Gamma Ray Astrophysics", NASA SP-339, 1973.
- 37- COMSTOCK, G.M., HSIEH, K.C., SIMPSON, J.A., Ap. J., 173, 691 (1972).
- 38- GORDON, M.A. and BURTON, W.B., Ap.J., 208, 346 (1976).
- 39- BIGNAMI, G.F., FICHTEL, C.E., KNIFFEN, D.A., and THOMPSON, D.J., The Astroph. J., 199, pp. 54-60, july 1, (1975).

- 40- GARMIRE, G.P., KRAUSHAAR, W.L., Space Sci. Rev., 4, 123 (1965).
- 41- RAMATY, R., WESTERGAARD, N.J., X-660-76-19, GSFC, (1976).
- 42- FICHTEL, C.E. and KNIFFEN, D., "High Energy Particles and Quanta in Astrophysics" (Edited by. Frank, B. McDonald and Carl, E. Fichtel), MIT Press, 1974, Chp.9, pp.428-471.
- 43- GAMOW, G., Phys. rev., 74, 505b (1948).
- 44- OMNES, R., "Gamma Ray Astrophysics", NASA SP-339, 1973, p. 335.
- 45- STECKER, F.W., NASA Technical Memorandum, 78114, GSFC, (1978).
- 46- ALEXANDER, J. and CLARK, T., "High Energy Particles and Quanta in Astrophysics" (Edited by. Frank, B. McDonald and Carl, E. Fichtel), MIT Press, 1974, Chp. 6, pp. 273-308.
- 47- EWEN, H.I. and PURCHELL, E.M., Nature, 168, 356 (1951).
- 48- KERR, F.J., "Stars and Stellar Systems", University of Chicago Press, Chicago, 1968, Vol. VII, p. 575.
- 49- FICHTEL, C.E., KNIFFEN, D.A., HARTMAN, R.C., SOMMER, M., Proposal for a large high energy gamma ray experiment to be flown on the HEAO, GSFC, preprint, (1970).
- 50- EVANS, R.D., "Atomic Nucleus", NY McGraw Hill, 1955.
- 51- PINKAU, K., Zs. F. Phys., 96, 163 (1966).
- 52- PINKAU, K., Max-Planck Institut, preprint, (1968).
- 53- KNIFFEN, D.A., NASA Tech. Report TR R-308, (1969).
- 54- ÖZEL, M.E., ÖGELMAN, H., TÜMER, T., SAS-2 Uydusu Kivılcım Odalı Kozmik Gama Işını Teleskopunun Monte Karlo Kalibrasyonu ve Verilerin Analizi, T.B.T.A.K. PROJE TBAG-136, Ek.1, (1975).
- 55- HARTMAN, R.C., FICHTEL, C.E., KNIFFEN, D.A., THOMPSON, D.J., ÖGELMAN, H., TÜMER, T., Calibration and Data Analysis of SAS-2 Gamma Ray Telescope Proc. of 13th Int. Cosmic Ray. Conf., Denver, USA, 1, 262 (1973).
- 56- ÇÖKESEN, M., M. Sc. Thesis, METU, Physics Department, (1972).

- 57- ÖZEL, M.E., ÇOKESSEN, M., ÖGELMAN, H.B., TÜMER, T., T.B.T.A.K.,
IV. Bilim Kongresi, Ankara, yayın no. 208, sh.30 (1973).
- 58- ÖZEL, M.E., ÖGELMAN, H.B., TÜMER, T., TÜBİTAK, V.Bilim Kong-
resi; İzmir, Tebliğ Özetleri, sh.120 (1975).
- 59- ROSSI, B., "High Energy Particles", Prentice Hall, 1951.
- 60- THOMPSON, D.J., Private Communications, (1975).
- 61- HASLAM, C.G.T., KEARSEY, S., OSBORNE, J.L., PHILLIPS, S.,
STOFFEL, H., Nature, Vol. 289, 5 february, 470 (1981).
- 62- BIGNAMI, G.F., FICHTEL, C.E., KNIFFEN, D.A., THOMPSON, D.J.,
X-662-75-2, GSFC, preprint, (1974).
- 63- RAMATY, E., "High Energy Particles and Quanta in Astrophysics"
(Edited by. Frank, B. McDonald and Carl, E. Fichtel), MIT
Press, 1974, Chp. 3, pp. 122-170.
- 64- ÖZEL, M.E., ÖGELMAN, H., TÜMER, T., T.B.T.A.K., Temel Bilim-
ler Araştırma Grubu, proje no: TBAG-227, 28 (1976).
- 65- STECKER, F.W., GRA, GSFC, X-602-72-272, p.13 (1974).
- 66- STECKER, F.W., Ap. J., 185, 499 (1973).
- 67- HOLT, S.S., "Introduction to Experimental Techniques of
High-Energy Astrophysics" (Edited by. Ögelman, H. and
Wayland, J.R.), NASA SP-243, 1970, p.33.
- 68- PARKER, E.N., Ap. J., 145, 811 (1966).
- 69- PARKER, E.N., Space Sci. Rev., 9, 651 (1969).
- 70- LAMPTON, M., MORGAN, B., BOWYER, S., Ap. J., 208, 177 (1976).

ÇALIŞMADA KULLANILAN BİLGİSAYAR PROGRAMLARI

1. GAMA İŞİNİ DAĞILIM HARİTALARI PROGRAMI

```

II EXEC FORTGOLG
DIMENSION NGM(66,36)
WRITE(6,660)
660  FORMAT(1H1,/////////)
DO 10 I=1,66
READ(1,4) (NGM(I,J), J=1,36)
10  CONTINUE
4  FORMAT(8X,36I2)
DO 15 I=1,66
WRITE(6,4) (NGM(I,J), J=1,36)
15  CONTINUE
STOP
END
// GO. FTO6F001 DD SYSOUT=C, COPIES=5
// GO. FTO1F001 DD x

```

2. AKI YOĞUNLUĞU DAĞILIM HARİTALARI PROGRAMI

```

// EXEC FORTGOLG
DIMENSION NSEN(66,36), NGAM(66,36), IFLUX(66,36)
WRITE(6,660)
660  FORMAT(1H1,/////////)
DO 1 I=1,66
READ(5,10) (NSEN(I,J), J=1,36)
1  CONTINUE
10  FORMAT(18I3)
DO 2 I=1,66
READ(5,11) (NGAM(I,J), J=1,36)
2  CONTINUE
11  FORMAT(8X,36I2)
DO 3 I=1,66
DO 3 J=1,36

```

```
X = NGAM(I,J)
Y = NSEN(I,J)
IF(X.LT.0.0) GO TO 4
IF(Y.LE.0.0) GO TO 4
IFLUX(I,J) = (X/Y)x1000.0
GO TO 3
4 CONTINUE
IFLUX(I,J) = -2
IF(NGAM(I,J).EQ. -1) IFLUX(I,J) = -1
3 CONTINUE
DO 5 I = 1,66
WRITE(6,12) (IFLUX(I,J), J = 1,36)
5 CONTINUE
12 FORMAT(10X, 36I3)
STOP
END
// GO. FT06F001 DD SYSOUT = C, COPIES = 5
// GO. FT01F001 DD x
```

3. DUYARLIK, HİDROJEN DAĞILIMI VE PARLAKLIK SICAKLIĞI DAĞILIM
HARİTALARI PROGRAMI

```
// EXEC FORTGOLG
DIMENSION NSEN(66,36)
WRITE(6,660)
660 FORMAT(1H1,/////////)
DO 10 I = 1,66
READ(1,4) (NSEN(I,J), J = 1,36)
10 CONTINUE
4 FORMAT(18I3)
DO 15 I = 1,66
WRITE(6,7) (NSEN(I,J), J = 1,36)
15 CONTINUE
7 FORMAT(8X, 36I3)
STOP
END
// GO. FT06F001 DD SYSOUT = C, COPIES = 5
// GO. FT01F001 DD x
```

4. HI VE T_p DAĞILIMININ χ^2 (Kİ-KARE) PROGRAMI

```
DIMENSION GM(66,36), SEN(66,36), HID(66,36), AKI(66,36)
DIMENSION HI(66,36), ICHI(50,50)
DO 1 I=1,66
  READ(1,10) (GM(I,J), J=1,36)
10  FORMAT(8X, 36I2.0)
  1  CONTINUE
  DO 2 I=1,66
    READ(1,20) (SEN(I,J), J=1,36)
20  FORMAT(18F3.0)
    2  CONTINUE
    DO 3 I=1,66
      READ(1,20) (HID(I,J), J=1,36)
3    CONTINUE
    N1=8
    N2=11
    K2=N1-1
    DO 30 I=1,66
      DO 30 J=1,K2
        GM(I,J)=-2
        SEN(I,J)=-2
30   HID(I,J)=-2
      K1=N2+1
      DO 31 I=1,66
        DO 31 J=K1,36
          GM(I,J)=-2
          SEN(I,J)=-2
31   HID(I,J)=-2
      DO 60 JG=1,1
        DO 60 JS=30,30
          XGM=JG-1
          SN=JS
          XK1=0.
          SUM1=0.
          DO 4 I=1,66
            DO 4 J=1,36
              IF(SEN(I,J).LT.SN) GO TO 4
```

```
IF (GM(I,J) .LT. XGM) GO TO 4
AKI(I,J) = GM(I,J) / SEN(I,J)
XK1 = XK1 + 1
SUM1 = SUM1 + AKI(I,J)
4 CONTINUE
AORT = SUM1/XK1
C = 0.
IC = 0.
15 C = C + 0.05
IC = IC + 1
IF (C.GT.0.95) GO TO 60
IAL = 0.
AL = 0.
41 SUM2 = 0.
XK2 = 0.
IAL = IAL + 1
DO 40 I = 1, 66
DO 40 J = 1, 36
IF (GM(I,J) .LT. XGM) GO TO 40
IF (SEN(I,J) .LT. SN) GO TO 40
IF (HID(I,J) .GT. 0.) HI(I,J) = HID(I,J) xxAL
IF (HID(I,J) .GT. 0.) SUM2 = SUM + HI(I,J)
IF (HID(I,J) .GT. 0.) XK2 = XK2 + 1
40 CONTINUE
HORT = SUM2/XK2
SAYI = 0.
CHISQ = 0.
DO 45 I = 1, 66
DO 45 J = 1, 36
IF (GM(I,J) .LT. XGM) GO TO 45
IF (SEN(I,J) .LT. SN) GO TO 45
PAY = (AKI(I,J) / AORT - C - (1-C) x HI(I,J) / HORT) xx2
PAY = AORT x SEN(I,J) x PAY
PAYDA = C + (1-C) x HI(I,J) / HORT
BOL = PAY / PAYDA
CHISQ = CHISQ + BOL
SAYI = SAYI + 1
```

```

45  CONTINUE
    ICHI(IC,IAL) = CHISQ - SAYI
    WRITE(6,70)  C, AL, CHISQ, XK1, XK2, SAYI, XGM, SN
70  FORMAT(1X, 2F6.2, 4F9.2, 2F10.4)
    AL = AL + 0.1
    IF (AL.GT.3) GO TO 15
    GO TO 41
60  CONTINUE
    DO 80 I = 1, IC
80  WRITE(6,75)  (ICHI(IC + 1 - I, J), J = 1, IAL)
75  FORMAT(2X, 32I4)
    STOP
    END

```

5. $HIXT_P$ DAĞILIMININ χ^2 PROGRAMI

```

    DIMENSION GM(66,36), SEN(66,36), HID(66,36), SIC(66,36)
    DIMENSION AKI(66,36), CAR(66,36), ICHI(50,50)
    DO 1 I = 1, 66
    READ(1,10) (GM(I,J), J = 1, 36)
10  FORMAT(8X, 36F2.0)
    1  CONTINUE
    DO 2 I = 1, 66
    READ(1,20) (SEN(I,J), J = 1, 36)
20  FORMAT(18F3.0)
    2  CONTINUE
    DO 3 I = 1, 66
    READ(1,20) (HID(I,J), J = 1, 36)
    3  CONTINUE
    DO 7 I = 1, 66
    READ(1,20) (SIC(I,J), J = 1, 36)
    7  CONTINUE
    N1 = 8
    N2 = 11
    K2 = N1 - 1
    DO 30 I = 1, 66

```

```
DO 30 J=1,K2
GM(I,J)=-2
SEN(I,J)=-2
30 HID(I,J)=-2
K1=N2+1
DO 31 I=1,66
DO 31 J=K1,36
GM(I,J)=-2
SEN(I,J)=-2
31 HID(I,J)=-2
DO 60 JG=1,1
DO 60 JS=30,30
XGM=JG-1
SN=JS
XK1=0.
SUM1=0.
DO 4 I=1,66
DO 4 J=1,36
IF(SEN(I,J).LT.SN) GO TO 4
IF(GM(I,J).LT.XGM) GO TO 4
AKI(I,J)=GM(I,J)/SEN(I,J)
XK1=XK1+1
SUM1=SUM1+AKI(I,J)
4 CONTINUE
AORT=SUM1/XK1
C=0.
IC=0.
15 C=C+0.05
IC=IC+1
IF(C.GT.0.95) GO TO 60
IAL=0.
AL=0.
41 SUM2=0.
XK2=0.
IAL=IAL+1
DO 40 I=1,66
DO 40 J=1,36
```

```
IF (GM(I,J) .LT. XGM) GO TO 40
IF (SEN(I,J) .LT. SN) GO TO 40
IF (HID(I,J) .GT. 0.) CAR(I,J) = HID(I,J) x SIC(I,J) / 1000.
IF (HID(I,J) .GT. 0.) CAR(I,J) = CAR(I,J) xx AL
IF (HID(I,J) .GT. 0.) SUM2 = SUM 2 + CAR(I,J)
IF (HID(I,J) .GT. 0.) XK2 = XK2 + 1
40 CONTINUE
HORT = SUM2 / XK2
SAYI = 0.
CHISQ = 0.
DO 45 I = 1, 66
DO 45 J = 1, 36
IF (GM(I,J) .LT. XGM) GO TO 45
IF (SEN(I,J) .LT. SN) GO TO 45
PAY = (AKI(I,J) / AORT - C - (1 - C) x CAR(I,J) / HORT) xx 2
PAY = AORT x SEN(I,J) x PAY
PAYDA = C + (1 - C) x CAR(I,J) / HORT
BOL = PAY / PAYDA
CHISQ = CHISQ + BOL
SAYI = SAYI + 1
45 CONTINUE
ICHI(IC, IAL) CHISQ - SAYI
WRITE(6, 70) C, AL, CHISQ, XML, XK2, SAYI, XGM, SN
70 FORMAT(1X, 2F6.2, 4F9.2, 2F10.4)
AL = AL + 0.1
IF (AL .GT. 3) GO TO 15
GO TO 41
60 CONTINUE
DO 80 I = 1, IC
80 WRITE(6, 75) (ICHI(IC + 1 - I, J), J = 1, IAL)
75 FORMAT(2X, 32I4)
STOP
END
```