

FOR INFORMATION

DOI: 10.1501/ALGORITMALAR

I,27 - 2,50 GeV/c MOMENTUMLU POZİTİF PİONLARIN PROTONLARLA ETKİLEŞMELERİ

Engin Arık

Bogazici University Library



14

39001100375073

Mart 1981
- Doçentlik Tezi -

O Z E T

Bu tezde, $1.27 - 2.50 \text{ GeV}/c$ momentum aralığında pozitif yüklü pionların protonlarla etkileşmelerinde meydana gelen $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ ve $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+$ saçılımları incelendi. $K^+ \Sigma^+$ son durumları izospini $3/2$ olan Δ rezonanslarının incelenmesi için en uygun etkileşme olup datada $2.1 \text{ GeV}/c^2$ kütleli yeni bir Δ rezonansı için emareler mevcuttur. $p \pi^+$ son durumları ise $K^+ \Sigma^+$ olaylarının "background"unu oluşturur. Yeni Δ rezonanslarının keşfinin ve şimdkiye kadar bulunmuş olanların tekrar incelenerek özelliklerinin daha hassas olarak tesbitinin, teorik elemanter parçacık modellerinin ve bithassa kuark modelinin doğrulanması bakımından önemi gözden geçirildi. Deneyin kuruluşu ve ölçmelerin nasıl yapıldığı anlatıldı. Deneyde alınan datanın analizi yapılarak elde edilen sonuçlar sunuldu.

Bu teze konu olan deneyin ilk kısmı İngiltere'de Rutherford Laboratuvarında ikinci kısmı ise İsviçre'de CERN Laboratuvarında gerçekleştirilmiştir.

İÇİNDEKİLER

1) GİRİŞ	1
2) DENEYİN KURULUŞU	15
3) DATA ANALİZİ	21
4) SONUÇLAR	25
5) REFERANSLAR	58

I. GİRİŞ

Yüksek enerji fizигinde deneysel araştırmalar parçacık huzmeleri ile yapılır. Kozmik ışınları oluşturan parçacıkları hesaba katmazsa , bu huzmeleri elde etmek için özel laboratuarlar kurmak gerekmektedir. Bu laboratuarlarda hidrojen iyonları hızlandırılarak çeşitli hedeflere çarptırılmakta , bu etkileşmelerin sonucunda ortaya çıkan parçacıklar gerek momentumlarına gerekse yüklerine göre , kuvvetli manyetik alanlar vasıtasiyla , ayrılmaktadır. Bu parçacıklardan arzu edilenler çeşitli aşamalarda daha da hızlandırılarak deneylerin kurulu olduğu bölgelere yöneltilmekte ve deneycilerin seçtiği hedeflere çarptırılmaktadır. Bu tip hızlandırıcıların bulunduğu laboratuarları kurmak için büyük bir arazi , çok kuvvetli bir bilim adamı ve teknisyen kadrosu ayrıca da büyük maddi imkânlar lâzımdır. Yeryüzündeki bu tip laboratuarların sayısı bugün yirmiden azdır. Bir yüksek enerji fizikçisi için de tek başına bir deney önerip , gerekli aletleri inşa edip , datasını alıp , analiz etmesi imkânsızdır. En az 15-20 kişiden oluşan grupların bile bir deneyi bitirip sonucunu almaları ortalama 4-5 sene kadar sürmektedir.

Bu tezde ön sonuçları yayınlanan deneyin ilk bölümü İngilteredeki Rutherford Laboratuarında yapılmıştır. 1978 de bu laboratuarın hızlandırıcısı (NIMROD) , malî nedenlerle , kapatılınca deneyin ikinci bölümü için Cenevredeki CERN laboratuarındaki (PS) hızlandırıcısını kullanmak izni alınmış ve aletler İsviçre'ye taşınarak deney ikinci kez kurulmuş , data alınması 1980 ağustosunda tamamlanmıştır.

Bu deneydeki hızlandırılmış parçacıklar , momentumları 1.27 GeV/c ile 2.50 GeV/c arasında değiştirilebilen , artı

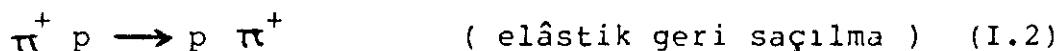
I. GİRİŞ

Yüksek enerji fizигinde deneysel araştırmalar parçacık huzmeleri ile yapılır. Kozmik ışınları oluşturan parçacıkları hesaba katmazsa , bu huzmeleri elde etmek için özel laboratuarlar kurmak gerekmektedir. Bu laboratuarlarda hidrojen iyonları hızlandırılarak çeşitli hedeflere çarptırılmakta , bu etkileşmelerin sonucunda ortaya çıkan parçacıklar gerek momentumlarına gereksé yüklerine göre , kuvvetli manyetik alanlar vasıtasıyla , ayrılmaktadır. Bu parçacıklardan arzu edilenler çeşitli aşamalarda daha da hızlandırılarak deneylerin kurulu olduğu bölgelere yöneltilmekte ve deneycilerin seçtiği hedeflere çarptırılmaktadır. Bu tip hızlandırıcıların bulunduğu laboratuarları kurmak için büyük bir arazi , çok kuvvetli bir bilim adamı ve teknisyen kadrosu ayrıca da büyük maddi imkânlar lâzımdır. Yeryüzündeki bu tip laboratuarların sayısı bugün yirmiden azdır. Bir yüksek enerji fizikçisi için de tek başına bir deney önerip , gerekli aletleri inşa edip , datasını alıp , analiz etmesi imkânsızdır. En az 15-20 kişiden oluşan grupların bile bir deneyi bitirip sonucunu almaları ortalama 4-5 sene kadar sürmektedir.

Bu tezde ön sonuçları yayınlanan deneyin ilk bölümü İngilteredeki Rutherford Laboratuarında yapılmıştır. 1978 de bu laboratuarın hızlandırıcısı (NIMROD) , malf nedenlerle , kapatılınca deneyin ikinci bölümü için Cenevredeki CERN laboratuarındaki (PS) hızlandırıcısını kullanmak izni alınmış ve aletler İsviçre'ye taşınarak deney ikinci kez kurulmuş , data alınması 1980 ağustosunda tamamlanmıştır.

Bu deneydeki hızlandırılmış parçacıklar , momentumları 1.27 GeV/c ile 2.50 GeV/c arasında değiştirilebilen , artı

yüklü pionlardır. Hedef olarak , ilk bölümde sıvı hidrojen , ikinci bölümde ise dondurulmuş ve spini polarize propandiol kullanılmıştır. Deneyin konusu aşağıdaki pion-proton etkileşmeleridir:



Bundan böyle herhangi bir etkileşmeyi "olay" olarak da adlanıracağız. Deneyin tüm datası yaklaşık 16 milyon olaydan meydana gelmiştir. Bu olaylar , özel formatlarla , manyetik teyplerle kaydedilmiştir. Analiz sahnesinde her olay tek tek incelenir ve yukarıdaki etkileşmelerin kinematiğine uyınlar ayrılarak fiziksel ölçmeler için kullanılır. Bu olaylara "sinyal" diyeceğiz. Geri kalan olaylar ise "background" olarak adlandırılır. "Background" olaylarının sayısını bilmek ölçmelerdeki normalizasyon için gereklidir.

Elektron mikroskopu ile dahi görülemeyecek kadar küçük olan bu parçacıkların momentumlarını veya kütlelerini ölçmek için özel teknikler geliştirilmiştir. Bu deneyde kullanılan ionizasyon odaları¹ (spark chamber (SC) ve multiwire proportional chamber (MWPC)) , olaydaki parçacıkların manyetik alan etkisi ile izledikleri yörüngelerin koordinatlarının çok hassas bir şekilde tesbitini sağlar. Bu yörüngelerin eğiminden parçacıkların momentumunu hesaplamak mümkündür. Cherenkov ve sinterlâsyon sayaçları gibi aletler ise , bir dereceye kadar , parçacıkların kütleleri hakkında bilgi verebilirler ve belirli

sinyaller için deneyi tetiklemede kullanılırlar. Deneyin ayrıntılarını bundan sonraki bölümlerde vereceğiz. Burada önce deneyin fizik yönünden getireceği katkılara değinelim.

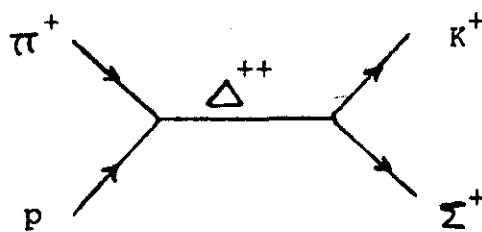
Pion-proton etkileşmeleri , kuvvetli etkileşmelerin sırlarını çözecek anahtarlardan biri olduğundan , şimdije kadar bir çok deneyin konusunu teşkil etmiştir. Bu deneyde esas sinyal (I.1) ile verilen etkileşmedir. Deneydeki iyonizasyon odaları ancak yüklü parçacıkların gözlenmesine yardım ederler , bu nedenle Σ^+ bozunmasından oluşan π^0 gözlenememektedir. En az iki tane , yüklü parçacığın hedeften çıkıştı şartı ile deney tetiklendiğinde (I.1) ve (I.2) etkileşmeleri arasında bir ayırım yapmak mümkün değildir. Bu nedenle (I.2) etkileşmesi tipindeki olaylar deneyin bir yan ürünü olarak elde edilirler.

Bu deneyin , daha önce (I.1) ve (I.2) etkileşmelerini incelemiş olan deneylerden² üstünlüğünü başlıca üç noktada toplayabiliriz:

- 1) Deneyin ilk bölümü , geniş bir momentum aralığını (1.27 GeV/c den 2.50 GeV/c ye) çok küçük basamaklarla (50 MeV/c) kapsamaktadır. İkinci bölümde ise yalnız üç ayrı momentum değeri için alınan data , birinci bölümdeki data ile yapılacak kismi dalga (partial-wave) analizinde³ elde edilecek çeşitli çözümler arasındaki müphemliği gidermek üzere kullanılacaktır.
- 2) Her basamakta yüksek istatistiğe sahiptir. Bilhassa şimdije kadar (I.1) etkileşmesine ait data^{4,5,6} , yalnız kabarcık odası (bubble chamber) ile elde edilen resimlere dayandığından , kısıtlı sayıdadır. Bundan dolayı yapılan kismi dalga analizlerinin verdiği çözümler arasında uyuşmazlıklar vardır.
- 3) Deneyin kuruluşu ve tetiklenmesi yalnız $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ bozunmasını gözleyecek şekilde planlandığından , bütün sinyal

Σ^+ polarizasyonunu ölçmek için kullanılabilir. Halbuki bir Σ^+ parçacığı bozunduğu zaman %50 olasılıkla $n\pi^+$, %50 olasılıkla da $p\pi^0$ verdiğinden, kabarcık odası ile alınan datada her iki bozunma da mevcuttur.

π^+ huzmesinin momentumu küçük basamaklarla değiştirildiğinde, belli kütle merkezi enerjileri (\sqrt{s}) için rezonanslar gözlenecektir. Bunu şematik olarak aşağıdaki şekilde gösterebiliriz.



Etkileşmede toplam açısal momentum (J) ve parite (P) korunmaktadır. $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}_\pi + \vec{S}_p$ dir. Burada $S_\pi^P = 0^-$; $S_p^P = 1/2^+$ olup $\pi^+ p$ sisteminin yörungesel açısal momentumu $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ olabilir. $S_K^P = 0^-$; $S_\Sigma^P = 1/2^+$ olduğundan $K^+ \Sigma^+$ sisteminin yörungesel açısal momentumu $\pi^+ p$ sisteminin aynıdır. J ve P korunumunu gözönünde bulundurarak mümkün olan Δ^{++} rezonanslarının kuantum sayıları Tablo I.1 de verilmiştir. π^+ momentuminun kapsadığı bölgeye, toplam kütle merkezi enerjisinin 1.81 GeV - 2.36 GeV aralığı tekabül eder. Bu aralıkta şimdide kadar belirlenmiş olan Δ^{++} rezonansları da Tablo I.2 de gösterilmiştir. Tabii ki datada bunlar dışında yeni rezonanslar da aranacaktır. Δ için izospin $I = 3/2$ dir.

Basit kuark modelinde⁷, hadronlar ancak (qqq) ; $(\bar{q}\bar{q}\bar{q})$ veya $(q\bar{q})$ sistemi şeklinde dirler. Burada q bir kuarkı, \bar{q} ise bir antikuarkı temsil etmektedir. Proton, sigma ve delta

L	J^P		$L_{2I}, 2J$	
	$J=L-1/2$	$J=L+1/2$	T_L^-	T_L^+
0		$1/2^-$		S_{31}
1	$1/2^+$	$3/2^+$	P_{31}	P_{33}
2	$3/2^-$	$5/2^-$	D_{33}	D_{35}
3	$5/2^+$	$7/2^+$	F_{35}	F_{37}
4	$7/2^-$	$9/2^-$	G_{37}	G_{39}
5	$9/2^+$	$11/2^+$	H_{39}	H_{311}

Tablo I.1

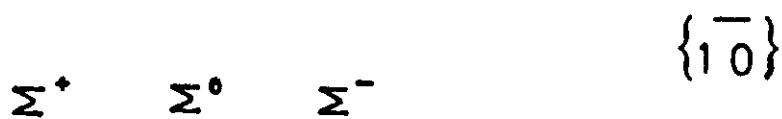
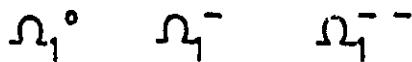
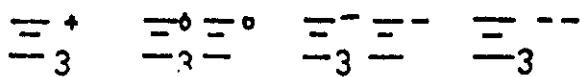
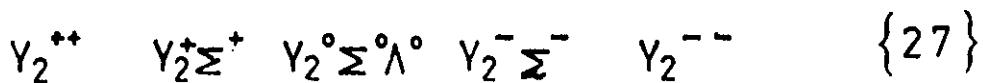
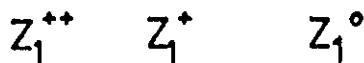
Kütle (MeV/c ²)	$L_{2I}, 2J$	π^P Bozunma orani	$K\bar{\Sigma}$ Bozunma orani
Δ (1890)	F_{35}	$\approx \text{ } \%15$	$< \text{ } \%3$
Δ (1910)	P_{31}	$\text{ } \%15 - \text{ } \%25$	$\text{ } \%2 - \text{ } \%20$
Δ (1950)	F_{37}	$\approx \text{ } \%40$	$< \text{ } \%1$
Δ (1960)	D_{35}	$\text{ } \%7 - \text{ } \%15$	$< \text{ } \%10$

Tablo I.2

birer (qqq) sistemi , pion ve keon ise birer ($q\bar{q}$) sistemidir. Basit kuark modeline göre (I.1) etkileşmesinde bir kuark-antikuark çifti yok olup bir başka kuark-antikuark çifti oluşmaktadır. İlk bakışta ($qqqq\bar{q}$) gibi egzotik sistemlerin teşkilinin mümkün olmaması için açık bir sebep yoktur. Bu nedenle deneyciler egzotik rezonansların varlığını araştırmışlar ve bunların meydana gelme tesir kesidine (production cross section) gittikçe daha hassas bir üst limit koymaya çalışmışlardır. Bu şekilde basit kuark modelinin ne dereceye kadar doğru olduğu ortaya çıkacaktır. Bugüne kadar yapılan deneylerde herkesi inandıracak bir egzotik rezonans gözlemek mümkün olmamıştır. Bu deneyde ise normal Δ^{++} lar ile birlikte , eğer oluşuyorlarsa , egzotik Δ^{++} ları da gözlemek mümkün olacaktır.

İki SU(3) oktet elemanın saçılması ile elde edilebilecek multipletler $\{27\}$, $\{10\}$, $\{\overline{10}\}$, $\{8\}$, $\{\overline{8}\}$, $\{1\}$ dir. Halbuki üç kuarktan ancak $\{10\}$, $\{8\}$, $\{\overline{8}\}$, $\{1\}$ multipletlerini yapabiliriz. Bu ise $\{27\}$ ve $\{\overline{10}\}$ multipletlerinin Üçten fazla kuarktan oluşmuş egzotik parçacıkları ihtiva ettiğini gösterir. Şekil I.1 de görüldüğü gibi normal Δ^{++} lar $\{10\}$ multipletinde , egzotik Δ^{++} lar ise $\{27\}$ multipletindedirler.

\sqrt{s} rezonansın kütlesine eşit olduğu zaman , rezonans yapımının genliği $C_{N\pi\pi} \cdot C_{K\Sigma}$, SU(3) Clebsh-Gordan katsayılarına orantılıdır. Eğer rezonans $\{27\}$ multipletinde ise $C_{N\pi\pi} \cdot C_{K\Sigma} = (\sqrt{2}/2)(\sqrt{2}/2)$; $\{10\}$ multipletinde ise $C_{N\pi\pi} \cdot C_{K\Sigma} = (-\sqrt{2}/2)(\sqrt{2}/2)$ dir. Bu da egzotik ve normal Δ^{++} lar için ölçülecek genliklerin zıt işaretli olması gerektiğini gösterir. Eğer egzotik rezonanslar yoksa , Argand diagramlarındaki



rezonans halkalarının az çok aynı yöne doğru kıvrımlarını bekleriz. Halbuki $\{27\}$ nin elemanı olan egzotik bir rezonans için kıvrılma yönü tam tersi olacaktır.

Deneyin ölçüdüğü diferansiyel tesir kesidini

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = ff^* + gg^* \quad (I.3)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada f , spinin ters çevrilmediği (nonflip) genlik, g ise spinin ters çevrildiği (flip) genlidir.

$$P \frac{d\sigma}{d\Omega} = 2 \operatorname{Im}(f^* g) \quad (I.4)$$

bağıntısındaki P parametresini de Σ^+ nın polarizasyonunu ölçerek bulabiliriz. f ve g genlikleri arasındaki diğer iki bağıntı da

$$A \frac{d\sigma}{d\Omega} = ff^* - gg^* \quad (I.5)$$

$$R \frac{d\sigma}{d\Omega} = 2 \operatorname{Re}(f^* g) \quad (I.6)$$

dir. Ayrıca bu üç parametre arasında

$$P^2 + A^2 + R^2 = 1 \quad (I.7)$$

bağıntısı da mevcuttur. CERN de yapılan deneyde hedefin de polarizasyonu bilindiğinden A ve R parametrelerinin de tayini mümkün olacaktır.

$J = L \mp 1/2$ değerlerine tekabül eden T_L^{\pm} kısmî dalga genlikleri cinsinden f ve g nin açılımları

$$f(\theta) = 1/k \sum_L [(L+1) T_L^+ + L T_L^-] P_L(\cos\theta) \quad (I.8)$$

$$g(\theta) = 1/k \sum_L [T_L^+ - T_L^-] P_L^1(\cos\theta) \quad (I.9)$$

şeklindedir. Burada $P_L(\cos\theta)$ Legendre polinomlarıdır.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1/k^2 \sum_{n=0} A_n P_n(\cos\theta) \quad (I.10)$$

$$P \frac{d\sigma}{d\Omega} = 1/k^2 \sum_{n=1} B_n P_n^1(\cos\theta) \quad (I.11)$$

açılımlarındaki A_n ve B_n katsayıları , $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ile P büyüklükleri deneyde ölçüldükten sonra , tayin edilir. (I.3) ve (I.4) ifadelerinde (I.8) ve (I.9) açılımlarını kullanırsak A_n ve B_n için aşağıdaki bağıntıları buluruz.

$$A_n = \sum_{i \leq j} a_{ijn} \operatorname{Re}(T_i^* T_j) \quad (I.12)$$

$$B_n = \sum_{i \leq j} b_{ijn} \operatorname{Im}(T_i^* T_j) \quad (I.13)$$

Burada kısmî dalga genlikleri cinsinden

$$T_{2i+1} = T_i^+ \quad , \quad i=0,1,2,3,\dots \quad (I.14)$$

$$T_{2i+2} = T_{i+1}^- \quad , \quad i=0,1,2,3,\dots \quad (I.15)$$

dir. a_{ijn} ve b_{ijn} katsayılarını ise cetvellerden⁶ okuyabiliriz. Tablo I.3 ve Tablo I.4 de bu deney için, T_{10} dan sonraki genlikler ihmali edilerek, A_n ve B_n nin açılımlarındaki a_{ijn} ve b_{ijn} ler $n = 9$ 'a kadar verilmiştir. Örneğin

$$\begin{aligned} A_1 = & 2\operatorname{Re}(S_{31}^* P_{31}) + 4\operatorname{Re}(S_{31}^* P_{33} + P_{31}^* D_{33}) + .8\operatorname{Re}(P_{33}^* D_{33}) + \\ & 7.2\operatorname{Re}(P_{33}^* D_{35} + D_{33}^* F_{35}) + .514\operatorname{Re}(D_{35}^* F_{35}) + 10.286\operatorname{Re}(D_{35}^* F_{37} + \\ & F_{35}^* G_{37}) + .381\operatorname{Re}(F_{37}^* G_{37}) + 13.333\operatorname{Re}(F_{37}^* G_{39} + G_{37}^* H_{39}) + \\ & .304\operatorname{Re}(G_{39}^* H_{39}) \end{aligned}$$

dir. O halde (I.1) etkileşmesi için $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ve $P \frac{d\sigma}{d\Omega}$ nın ölçülen dağılımlarından geri giderek A_n ve B_n leri tayin etmek, sonra da bunların açılımlarını kullanarak T_i kısmi dalga genliklerini bulmak gerekmektedir. Tabii bu işlem 1.27 GeV/c - 2.50 GeV/c momentum aralığındaki 26 basamağın her biri için yapılmalıdır. En son olarak genliklerin, hem imajiner hem reel kısımlarının, \sqrt{s} ye göre değişimlerini aynı bir diagrama (Argand diagramı) çizerek rezonans halkalarının varlığı araştırılır. T_i genliklerinin \sqrt{s} nin fonksiyonu olarak değişimleri genel olarak bilinmez. Rezonans genliği için bu fonksiyonun aşağıdaki Breit-Wigner formu ile verildiği kabul edilir.

$$T_i = 1/2 (\Gamma_e \Gamma_r)^{1/2} / [(m_R - \sqrt{s}) - i \Gamma/2] \quad (I.16)$$

Burada

Γ_e : Elastik saçılma için kısmi bozunma genişliği

Γ_r : Rezonansın gözlendiği etkileşme için kısmi bozunma genişliği

Γ : Toplam bozunma genişliği ($\Gamma = \sum_i \Gamma_i$, i =bütün bozunmalar)

m_R : Rezonansın kütlesidir.

	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7	A_8	A_9
$S_{31}S_{31}+P_{31}P_{31}$	1.0									
$S_{31}P_{31}$	0.0	2.0								
$S_{31}P_{33}+P_{31}D_{33}$	0.0	4.0								
$S_{31}D_{33}+P_{31}P_{33}$	0.0	0.0	4.0							
$S_{31}D_{35}+P_{31}F_{35}$	0.0	0.0	6.0							
$S_{31}F_{35}+P_{31}D_{35}$	0.0	0.0	0.0	6.0						
$S_{31}F_{37}+P_{31}G_{37}$	0.0	0.0	0.0	8.0						
$S_{31}G_{37}+P_{31}F_{37}$	0.0	0.0	0.0	0.0	8.0					
$S_{31}G_{39}+P_{31}H_{39}$	0.0	0.0	0.0	0.0	10.0					
$S_{31}H_{39}+P_{31}G_{39}$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	10.0				
$P_{33}P_{33}+D_{33}D_{33}$	2.0	0.0	2.0							
$P_{33}D_{33}$	0.0	0.8	0.0	7.2						
$P_{33}D_{35}+D_{33}F_{35}$	0.0	7.2	0.0	4.8						
$P_{33}F_{35}+D_{33}D_{35}$	0.0	0.0	1.714	0.0	10.236					
$P_{33}F_{37}+D_{33}G_{37}$	0.0	0.0	10.286	0.0	5.714					
$P_{33}G_{37}+D_{33}F_{37}$	0.0	0.0	0.0	2.667	0.0	13.333				
$P_{33}G_{39}+D_{33}H_{39}$	0.0	0.0	0.0	13.333	0.0	6.667				
$P_{33}H_{39}+D_{33}G_{39}$	0.0	0.0	0.0	0.0	3.636	0.0	16.364			
$D_{35}D_{35}+F_{35}F_{35}$	3.0	0.0	3.429	0.0	2.571					
$D_{35}F_{35}$	0.0	0.514	0.0	3.2	0.0	14.286				
$D_{35}F_{37}+F_{35}G_{37}$	0.0	10.286	0.0	8.0	0.0	5.714				
$D_{35}G_{37}+F_{35}F_{37}$	0.0	0.0	1.143	0.0	4.675	0.0	18.182			
$D_{35}G_{39}+F_{35}H_{39}$	0.0	0.0	14.286	0.0	9.351	0.0	6.364			
$D_{35}H_{39}+F_{35}G_{39}$	0.0	0.0	0.0	1.818	0.0	6.154	0.0	22.028		
$F_{37}F_{37}+G_{37}G_{37}$	4.0	0.0	4.762	0.0	4.209	0.0	3.03			
$F_{37}G_{37}$	0.0	0.381	0.0	2.182	0.0	6.593	0.0	22.844		
$F_{37}G_{39}+G_{37}H_{39}$	0.0	13.333	0.0	10.909	0.0	9.231	0.0	6.527		
$F_{37}H_{39}+G_{37}G_{39}$	0.0	0.0	0.866	0.0	3.237	0.0	8.485	0.0	27.413	
$G_{39}G_{39}+H_{39}H_{39}$	5.0	0.0	6.061	0.0	5.664	0.0	4.849	0.0	3.427	
$G_{39}H_{39}$	0.0	0.304	0.0	1.679	0.0	4.616	0.0	10.75	0.0	32.653

Table I.3

	B ₁	B ₂	B ₃	B ₄	B ₅	B ₆	B ₇	B ₈	B ₉
S ₃₁ P ₃₁	2.0								
S ₃₁ P ₃₃ -P ₃₁ D ₃₃	-2.0								
S ₃₁ D ₃₃ -P ₃₁ P ₃₃	0.0	2.0							
S ₃₁ D ₃₅ -P ₃₁ F ₃₅	0.0	-2.0							
S ₃₁ F ₃₅ -P ₃₁ D ₃₅	0.0	0.0	2.0						
S ₃₁ F ₃₇ -P ₃₁ G ₃₇	0.0	0.0	-2.0						
S ₃₁ G ₃₇ -P ₃₁ F ₃₇	0.0	0.0	0.0	2.0					
S ₃₁ G ₃₉ -P ₃₁ H ₃₉	0.0	0.0	0.0	-2.0					
S ₃₁ H ₃₉ -P ₃₁ G ₃₉	0.0	0.0	0.0	0.0	2.0				
P ₃₃ D ₃₃	1.6	0.0	2.4						
P ₃₃ D ₃₅ -D ₃₃ F ₃₅	-3.6	0.0	-0.4						
P ₃₃ F ₃₅ -D ₃₃ D ₃₅	0.0	1.428	0.0	2.571					
P ₃₃ F ₃₇ -D ₃₃ G ₃₇	0.0	-3.428	0.0	-0.571					
P ₃₃ G ₃₇ -D ₃₃ F ₃₇	0.0	0.0	1.333	0.0	2.667				
P ₃₃ G ₃₉ -D ₃₃ H ₃₉	0.0	0.0	-3.333	0.0	-0.667				
P ₃₃ H ₃₉ -D ₃₃ G ₃₉	0.0	0.0	0.0	1.273	0.0	2.727			
D ₃₅ F ₃₅	1.543	0.0	1.6	0.0	2.857				
D ₃₅ F ₃₇ -F ₃₅ G ₃₇	-5.143	0.0	-0.667	0.0	-0.191				
D ₃₅ G ₃₇ -F ₃₅ F ₃₇	0.0	1.333	0.0	1.636	0.0	3.03			
D ₃₅ G ₃₉ -F ₃₅ H ₃₉	0.0	-4.782	0.0	-0.935	0.0	-0.303			
D ₃₅ H ₃₉ -F ₃₅ G ₃₉	0.0	0.0	1.212	0.0	1.641	0.0	3.147		
F ₃₇ G ₃₇	1.524	0.0	1.454	0.0	1.758	0.0	3.263		
F ₃₇ G ₃₉ -G ₃₇ H ₃₉	-6.667	0.0	-0.909	0.0	-0.308	0.0	-0.117		
F ₃₇ H ₃₉ -G ₃₇ G ₃₉	0.0	1.299	0.0	1.457	0.0	1.818	0.0	3.426	
G ₃₉ H ₃₉	1.515	0.0	1.399	0.0	1.538	0.0	1.919	0.0	3.628

Tablo I.4

"Background" için ise

$$T_i = (C+DK) \exp i(E+Fk) \quad (I.17)$$

gibi bir form alınır. Burada $k : \pi^+$ in kütle merkezi sistemin-deki momentumudur. Kîsmî dalga analizi yaparken her bir T_i için başlangıç değeri olarak ya rezonans (4 parametre), ya "background" (4 parametre) ya da rezonans+"background" (8 parametre) formu kabul edilir. "Background" genliği için parametreler C, D, E, F ; rezonans genliği için parametreler ise $|(\Gamma_e \Gamma_r)^{1/2}|, m_R, 1/2 \Gamma$ ve faz (ϕ) dır.

Burada, kîsmî dalga analizinde bulunan çözümler arasındaki müphemliklere de kısaca değinelim. (I.3) ve (I.4) denklemlerine bakarsak, bazı transformasyonların bunlardan birini veya her ikisini de değiştirmediği görülür:

$$T_L^+ \longrightarrow T_L^+ \exp(i\phi) \quad (I.18)$$

Bu transformasyon hem (I.3) ü hem de (I.4) ü aynı bırakır.

$$T_L^+ \longrightarrow T_L^+ \quad (I.19)$$

$$T_L^+ \longrightarrow T_{L+1}^- \quad (I.20)$$

$$T_L^+ \longrightarrow \pm (2L+1)^{-1} [T_L^+ + 2L T_L^-] \quad (I.21)$$

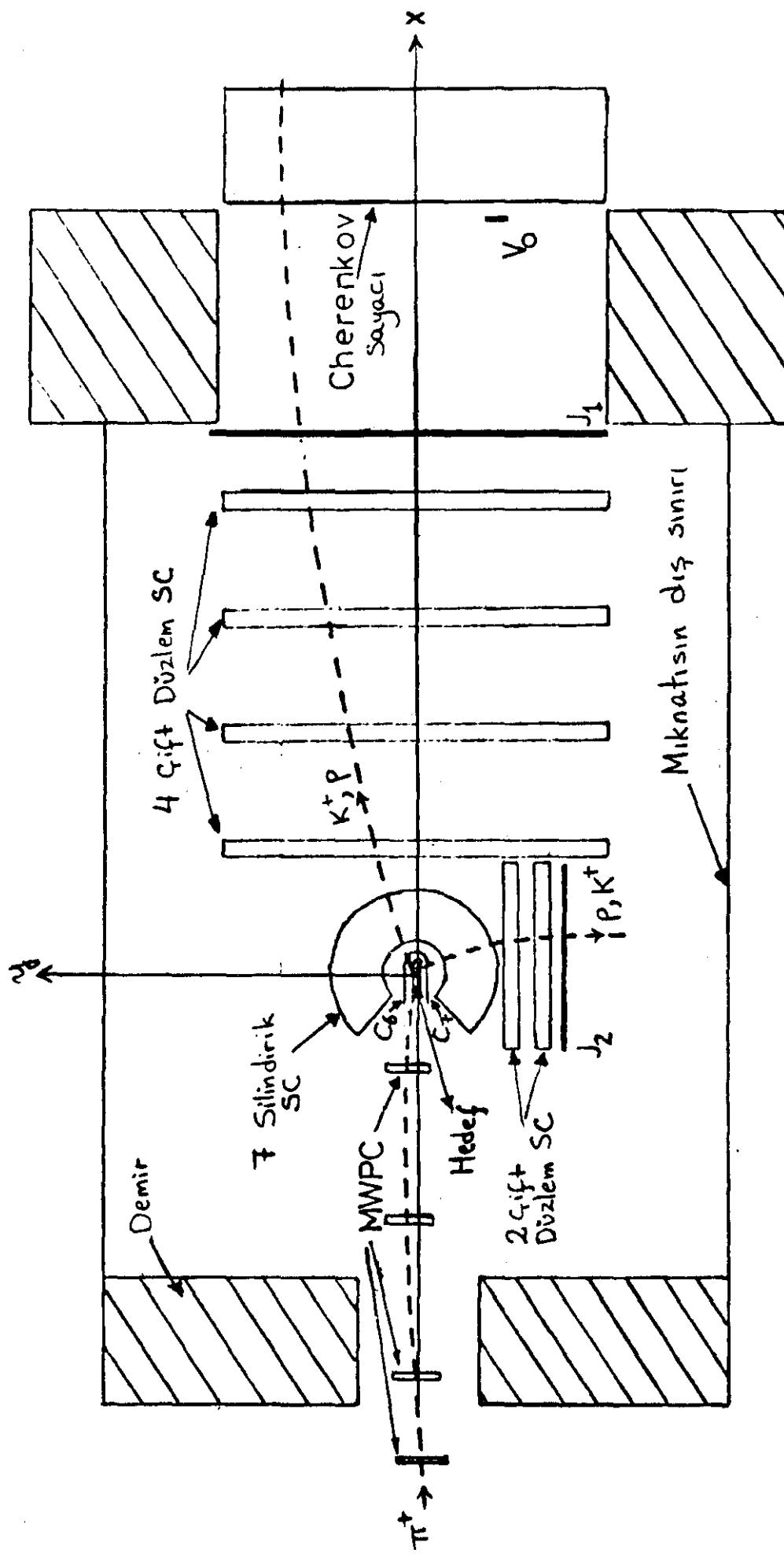
$$T_L^- \longrightarrow \pm (2L+1)^{-1} [2(L+1) T_L^+ - T_L^-]$$

(I.19) , (I.20) , (I.21) transformasyonları ile (I.3) aynı kalır
(I.4) işaret değiştirir. Fakat (I.19)+(I.20) , (I.19)+(I.21)
ve (I.20)+(I.21) transformasyonları hem (I.3) ü hem (I.4) ü
aynı bırakır.

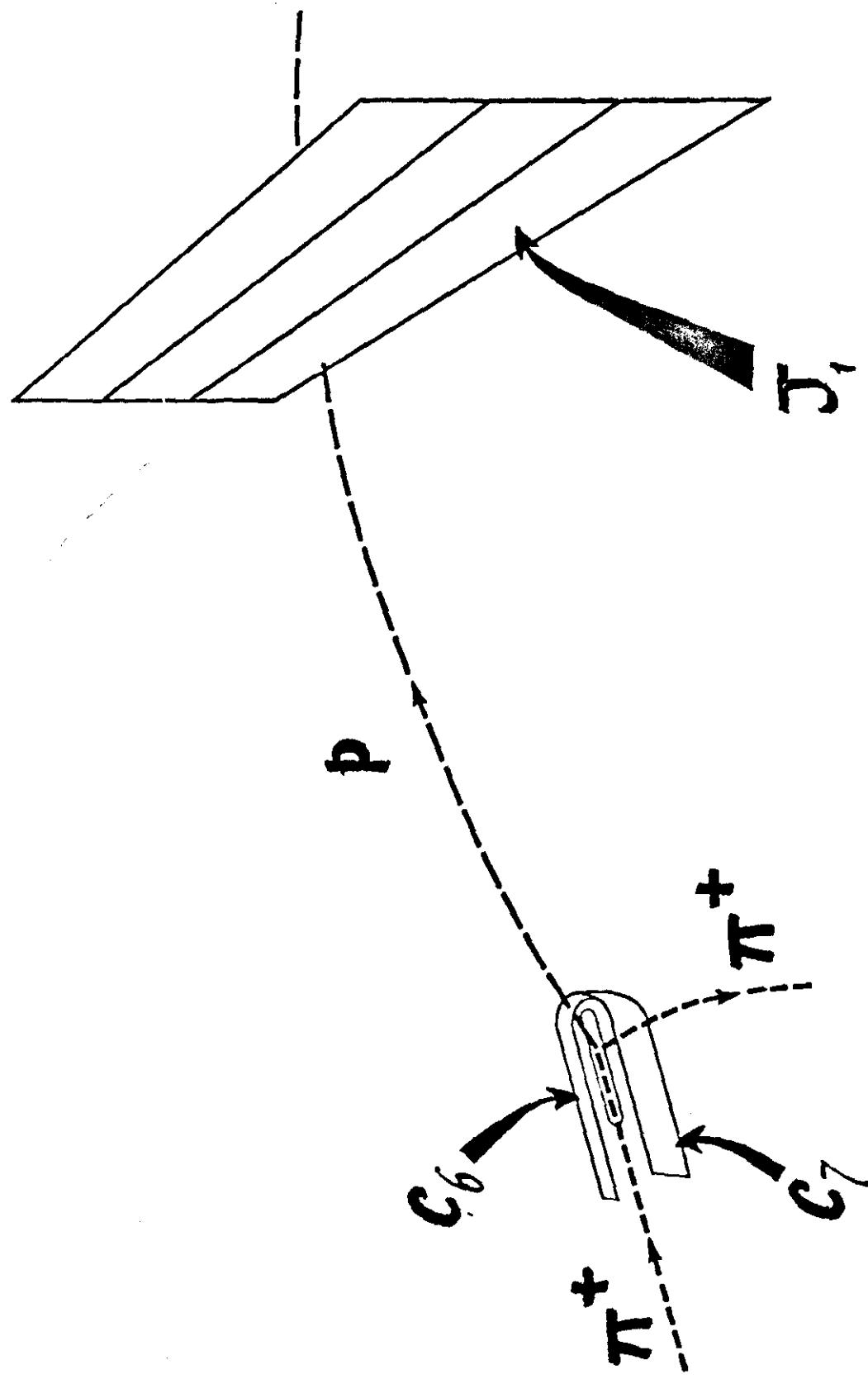
II. DENEYİN KURULUŞU

Kullanılan aletlerin hemen hepsi , eni x boyu x yüksekliği yaklaşık olarak 3m x 4m x 1m olan bir mıknatısın içine yerleştirilmiştir. Manyetik alanı 12 kilogauss'a kadar çıkarmak mümkündür. Bu manyetik alan gelen huzmenin momentumuna göre , huzme momentumundaki parçacıkların manyetik alan içindeki sapma yarıçapları az çok sabit kalacak şekilde , ayarlanmaktadır. Şekil II.1 deneyin kuşbakışı bir şemasıdır. 15.0 cm uzunluğunda .25 cm çapında silindirik bir kap içinde muhafaza edilen sıvı hidrojen hedef , mıknatısın enine ve yüksekliğine göre tam ortada , boyuna göre ise ortanın 63.5 cm solundadır. Hedefin ortası deneyde kullanılan global koordinat sisteminin merkezidir. Mıknatısın boyu doğrultusunda giden x-ekseninin pozitif yönü , hedefe çarpan pion huzmesinin yönüdür. z-ekseni , düşey doğrultuda , pozitif yönü mıknatısın tepesine doğru olmak üzere seçilmiştir. y-ekseni ise mıknatısın bir yanına doğru , xyz bir düz koordinat sistemi oluşturacak şekilde belirlenir (bak Şekil II.1) . Uygulanan manyetik alan , pozitif z yönünde olup pozitif yüklü parçacıkları , tepeden bakıldığından , saat yönünde saptırmaktadır. Deneyi tetiklemede kullanılan sintilasyon sayılarını gösteren perspektif bir şema da Şekil II.2 de verilmiştir. Parçacıkların yörüngeleri Şekil II.1 de ((I.1) tipi bir olay için) ve Şekil II.2 de ((I.2) tipinden bir elastik geri saçılma için) temsili olarak gösterilmiştir.

Hedefe en yakın durumda , eksenleri z-ekseni boyunca yerleştirilmiş ve yarıçapları 17.0 cm ile 48.0 cm arasında değişen 7 adet silindirik (SC) tipi iyonizasyon odası bulunmaktadır. Bu silindirik (SC) lerle mıknatısın çıkışı arasında 4 adet



Şekil II.1



Şekil II.2

yaklaşık 2 m eninde , çift düzlemlı (SC) mevcuttur. Silindirik (SC) lerin yanına doğru ise 2 adet yaklaşık 1 m eninde çift düzlemlı (SC) yerleştirilmiştir. Bütün iyonizasyon odalarının yüksekliği yaklaşık 1 m dir. Silindirik ve yan iyonizasyon odaları sırasıyla 1.0 mm ve 1.5 mm aralıklarla film üzerine yapıştırılmış tellerden oluşmuştur. Yüksek voltaj düzlemlerindeki teller düşeyle 14° lik bir açı yapacak şekilde yerleştirilmişlerdir. Diğer (SC) lerin telleri ise 1.0 mm aralıklıdır. Tellerin doğrultusu bir düzlemden düşeyle yana doğru $+15^\circ$ lik , diğer düzlemden ise -15° lik bir açı yapar.

Deneyin , (I.1) etkileşmeleri için , akseptansını optimize etmek gayesiyle hidrojen hedefin etrafına , dört adet sintilasyon sayacından meydana gelen , bir tetikleme kutusu yerleştirilmiştir. Bu sintilasyon sayaçlarından C_6 , Şekil II.2 de gösterildiği gibi , hedefin bir yanında olup 2.0 cm yüksekliğindedir ve hedefin önüne doğru ortalama 5.7 cm lik bir yarıçapla kıvrılmaktadır. Hedefin öbür yanındaki C_7 sintilasyon sayacı ise 5.0 cm yüksekliğinde olup yüksekliği hedefin önüne doğru C_6 nin yüksekliği ile uyuşacak şekilde azalmaktadır. Şekil II.2 de gösterilmeyen A_6 ve A_7 sintilasyon sayaçları ise tetikleme kutusunun altını ve üstünü meydana getirirler. Böylece pion huzmesinin girdiği taraf olan hedefin arkası hariç bütün diğer tarafları sintilasyon sayaçları ile kaplanmıştır.

Mıknatısın çıkışına doğru , bu çıkıştı aşağı yukarı tamamıyla kaplayan , 230 cm x 75 cm boyutlarında , üç elemandan oluşan bir büyük sintilasyon sayacı (J_1) yerleştirilmiştir. J_1 in hemen arkasında , 7.8 ile 12 atmosferlik yüksek basınç aralığında çalışan , freon gazı dolu bir Cherenkov sayacı

bulunur. Bunun fonksiyonu elastik saçılma yapan ve momentumu $1 \text{ GeV}/c$ den büyük olan pionları veto etmektir. Verimi ise , $1.3 \text{ GeV}/c$ den hızlı pionlar için % 95 dir. Cherenkov sayacı ile J_1 arasında , boyutları $1.0 \text{ cm} \times 1.0 \text{ cm}$ olan , bir sinterasyon sayacı (V_0) daha vardır. Bu sayaç etkileşmede bulunmayan pionları veto etmekte kullanılır.

Kullanılan huzme birbirinden ayrılmamış pozitif yüklü parçacıklardan (e^+ , π^+ , p) oluşur. $1.9 \text{ GeV}/c$ den küçük momentum değerleri için pionlar , protonlardan TOF (time of flight) metoduyla hızları ölçülerek ayırdedilir. Bu momentum değerinin üstünde ise bir başka Cherenkov sayacı (Şekil II.1 de gösterilmemiş) kullanılır. Aynı Cherenkov sayacı $1.9 \text{ GeV}/c$ den küçük momentumlu pozitronları da veto eder.

Huzmedeki parçacıkların momentumu Şekil II.1 de gözüken dört (MWPC) den önce yerleştirilmiş ve şekilde gözükmemeyen iki adet (MWPC) vasıtasiyla bulunur. Bunlar gelen parçacıkların y ve z koordinatlarını ve eğimlerini (dy/dx ; dz/dx) ölçerek , momentumun % 0.2 rezolüsyonla tayinini sağlarlar. Buradan hedefe kadar olan parçacık yörüngeleri ise , herbiri telleri yatay ve düşey doğrultuda olan iki düzlemden oluşan , dört adet (MWPC) tarafından tayin edilir. Bunlar huzmenin hedefe çarptığı noktanın y ve z koordinatlarını 0.2 cm lik bir rezolüsyonla , bu noktadaki eğimleri ise 1 miliradyanlık bir rezolüsyonla belirlerler. Her momentum basamağındaki merkezi değer , hem (MWPC) ler hem de (SC) ler kullanılarak tayin edilen , etkileşmeyen pion yörüngelerinin eğriliğin yarıçaplarından bulunur.

Deney daha kurulmadan , mıknatısın içindeki çeşitli noktalarda manyetik alanın bileşenleri ölçülerek manyetik teyplere

kaydedilmişti. Bu data kullanılarak Maxwell denklemlerinden tayin edilen manyetik alanın hatası ≈ 0.5 olup bu hata ölçülen momentum değerlerine de yansımaktadır.

Tetikleme , şu şartlar gerçekleştiğinde yapılır:

- 1) Hedefe bir pion çarpmalıdır.
- 2) C_6 ve C_7 sayaçlarından birer sinyal gelmelidir.
- 3) A_6 ve A_7 sayaçlarından sinyal gelmemelidir.
- 4) J_1 den bir sinyal gelmelidir.
- 5) Cherenkov ve V_0 sayaçlarından sinyal gelmemelidir.

Böylece , yaklaşık olarak yatay düzlemede bulunan , iki veya daha çok parçacık tetiklemeyi sağlar. Bu parçacıkların sintilasyon sayaçlarında gözlenmeleri yüklü olmalarının delilidir.

III. DATA ANALİZİ

Analize başlamadan önce yapılması gereken ilk iş iyonizasyon odalarının global koordinat sistemindeki yerlerini çok hassas bir şekilde tesbit etmektir. Elle yapılan ölçmeler ancak başlangıç değerleri olarak kullanılır. Aylarca süren bu işlemin burada sadece ana hatlarını vereceğiz. Her momentum için, hedef kabi boşken, özel bir tetikleme ile etkileşmeyen pionların yörüngelerine ait data alınır. Bu hem manyetik alan varken hem de manyetik alan sıfırken yapılır. Önce manyetik alanın sıfır olduğu halde ölçülen koordinatlar bir doğru üzerinde olacak şekilde, bilgisayar kullanarak, gerekli ayarlamalar yapılır. Sonra da, bu yeni pozisyonlar başlangıç değeri olmak üzere, manyetik alanda ölçülen koordinatlardan düzgün bir yay geçirmeye uğraşılır. Her pozisyon değişimisinin χ^2 nin küçülmesine yardım etmesi gereklidir. χ^2 küçülmeye devam ettiği müddetçe de iterasyon yapılır. Ayrıca hedef dolu iken alınan elastik saçılma ($\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$) datası da kullanılır.

Data alınması için bir IBM 1130 bilgisayarı deneye tahsis edilmiştir. Her tetikleme için, 1600 bpi manyetik teyp üzerine, sayaçlardan ve iyonizasyon odalarından gelen bilgi bir olay numarası ile kaydedilir. Tetikleme saniyede ortalama olarak 5-10 kere yapılır. Bu sayıyı limitleyen (SC) lerin ölü zamanlarıdır. Analizden önce bu olaylar 6250 bpi teyplere kopya edilir. Böylece her teybe yaklaşık 50 bin olay sığdırırmak mümkündür.

Analiz, Rutherford laboratuvarında bulunan bilgisayarla yapılmıştır. Bu bilgisayar İngiltere içindeki hemen her üniversitenin fizik bölümüne bağlı olduğu gibi İsviçredekı CERN laboratuvarına da birkaç hatla bağlıdır. Yüzlerce teypten oluşan data Rutherford laboratuvarının bilgisayar merkezinde muhafaza

edilir ve analiz programları da bu bilgisayarın hafızasında tutulur.

Her olay sırasıyla şu üç programla incelenir:

- 1) REAP
- 2) STRIP
- 3) GEOKIN

Bu programlar "HYDRA" formatı ile yazılmışlardır. Bu formatta bir programın çıkışında her olay için elde edilen bilgileri diğer programın girişine , herhangi bir düzenleme yapmadan , verebiliriz.

(SC) ve (MWPC) lerden gelen pulslardan , global sistemdeki koordinatları hesaplamayı ve bu koordinatların çeşitli kombinezonları ile kabaca yörünge tayinlerini REAP yapar. STRIP ise bu başlangıç değerlerini alıp , manyetik alan ölçülerini kullanarak , esas yörüngeleri bulur⁸. Her yörünge için momentum ve χ^2 üç ayrı kütle hipotezi kullanılarak (π^+, K^+, p) hesaplanır. STRIP, parçacığın yörünge boyunca ard arda saçılmasını (multiple scattering) ve enerji kaybını da hesaba katar. GEOKIN de enerji ve momentum korunumlarını kullanarak , olayın hangi hipotezin kinematiğine uyduğunu araştırır. Her hipotez ($\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$; $p \pi^+$; $\pi^+ p$; $\pi^+ \pi^+ n$; $\pi^+ \pi^0 p$) için bir olasılık hesaplar. REAP + STRIP + GEOKIN olay başına ortalama 50 milisaniye sarfetmektedir.

REAP in mevcut bütün yörüngeleri bulabilmesi çok önemlidir. Bu programın verimini hassas bir şekilde ölçmek için özel bir metod kullanılmıştır: Bir başka 1130 ile , her olay için ölçülen koordinatlar ve bulunan yörüngeler bir televizyon ekranında Şekil II.1 e benzer bir şema ile birlikte temsil edilir. Gözle

bakılınca görülen yörüngelerden REAP in bulamadıklarının sayısı ve hangi bölgede oldukları tesbit edilir. Bu bulgular kullanılarak program daha da verimli hale getirilir. REAP son şeklini aldıktan sonra da 50 bin kadar olay (5 değişik momentum için) bu metodla incelenmiş ve verimin % 97.2 ± .4 olduğu ölçülmüştür. STRIP ve GEOKIN in verimleri % 100 dür. Yalnız huzme parçacıklarının yörüngelerini bulup momentumlarını hesaplayan kısmın verimi %95,0 dir.

N_0 tane olaydan başlayarak , sinyal olarak elde edilen olayların sayısını N ile gösterirsek

$$N = N_{\pi} \times N_p \times (\text{tesir kesidi}) \times (\text{akseptans}) \quad (\text{III.1})$$

dir. Huzmedeki π^+ sayısı olan N_{π} yi bulmak için , her tetiklemede sayaçların π^+ olarak tanımladığı parçacıkların sayısını (R_3) toplam tetikleme sayısı (N_0) ile çarparız. R_3 , ortalama olarak , 1.37 GeV/c de 1400 π^+ /olay , 2.50 GeV/c de 2100 π^+ /olay dır. R_3 ün ölçülmesinde huzmedeki pozitronlardan veya $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ bozunmasındaki müonlardan gelen hatanın % 1 mertebesinde olduğu saptanmıştır. N_p ise hedefteki proton sayısıdır.

Deneyin belirli sinyaller için akseptansı , Monte Carlo tekniği kullanılarak bulunmuştur. Çok detaylı olan bu tekniğin deneye tatbik edilişinin ana hatlarını şöylece sıralayabiliriz:

- 1) Huzmedeki parçacık sayısının ölçülen dağılımı kullanılarak bir hipotez için hayalî olaylar yaratılır.
- 2) Bu olaylara ait parçacıklar manyetik alanda saptırılarak

yörüngelerinin (SC) ler ve sayaçlardan hangilerini kestiği bulunur. Her olayın tetikleme şartlarını gerçekleyip gerçeklemedigine bakılır.

3) Kesim noktalarının koordinatlarına , (SC) lerin ölçülmüş verimleri ve rezolüsyonlarına uyularak , pulsar tekabül ettilir.

4) Bu şekilde meydana getirilen Monte Carlo olayları , hakiki olayların geçtiği bütün programlardan ve kriterlerden geçirilecek szülür. Kalan olay sayısının 1) de yaratılan olay sayısına oranı akseptansı verir.

Deneyde alınan sonuçlara geçmeden önce (I.1) etkileşmesi için kullanılan kinematik değişkenleri burada kısaca tarif edelim. Kütle merkezi sisteminde K^+ in saçılma açısını θ^* ile gösterirsek

$$\cos \theta^* = \hat{n}_{\pi^+} \cdot \hat{n}_{K^+} \quad (\text{III.2})$$

dir. Σ^+ nın durduğu sistemde ise $\hat{n} = \hat{n}_{\pi^+} \times \hat{n}_{K^+}$ etkileşme düzleminin normali olmak üzere , protonun \hat{n} ile yaptığı açıya β dersek

$$\cos \beta = \hat{n} \cdot \hat{n}_p \quad (\text{III.3})$$

dir. Σ^+ bozunmasında oluşan parçacıkların açısal dağılımları , Σ^+ nın durduğu sistemde , $(1 + \alpha \bar{P} \cos \beta)$ şeklinde olmalıdır. α asimetri parametresi , $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n$ için ≈ 0 , $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ için ise ≈ -1 dir.

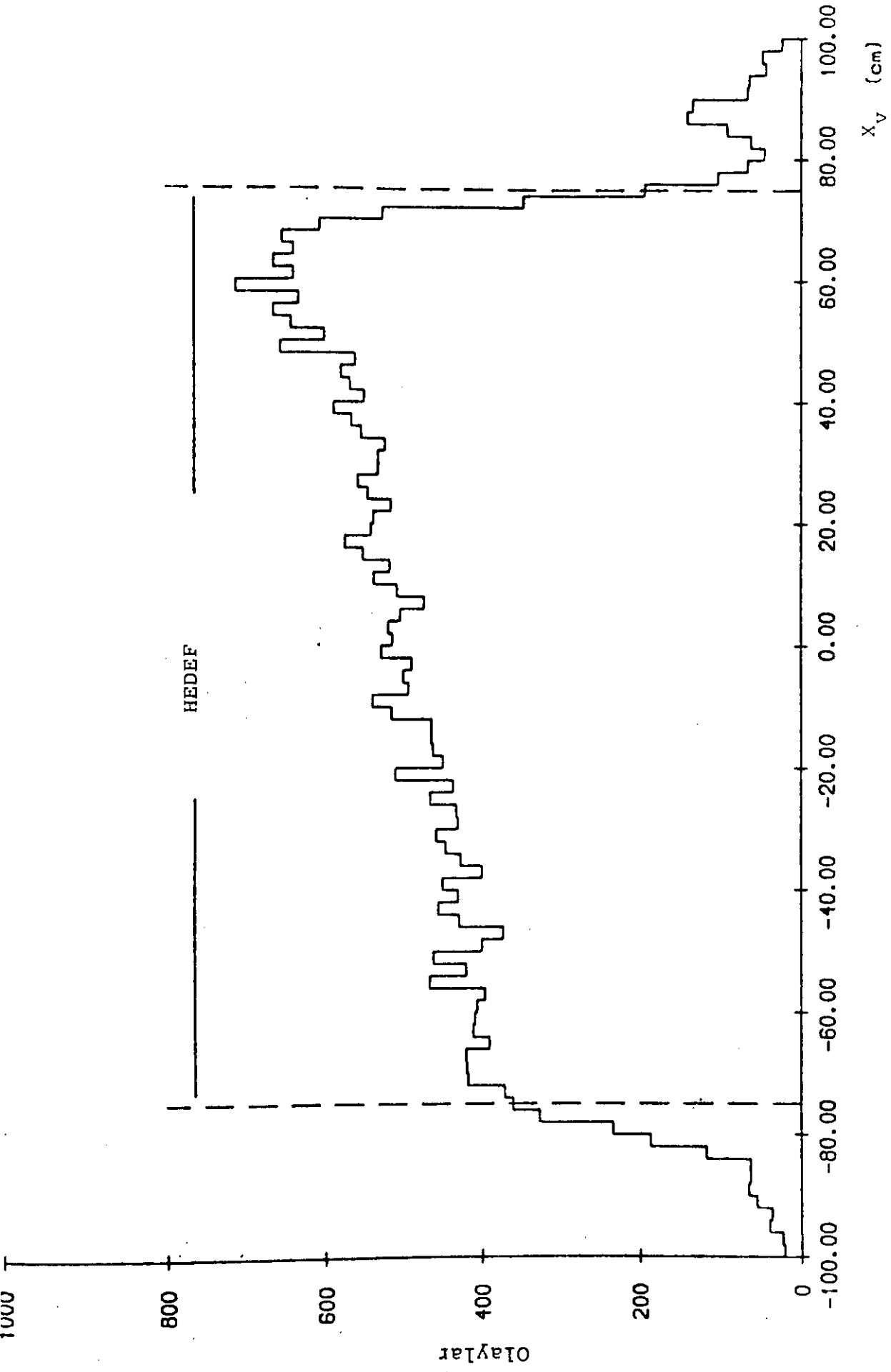
IV. SONUÇLAR

Bu bölümde verilen ön sonuçlar , 26 momentum basamağından şimdije kadar analiz edilmiş olan , merkezî değerleri 1.37 , 1.61 , 1.71 , 1.86 , 2.10 ve 2.50 GeV/c olan 6 basamak içindir. Her bir momentum basamağında yaklaşık 400 bin olay ile analize başlanmış , çeşitli kriterlerle bunlardan 3 bin kadar (I.1) tipinde , 50 bin kadar da (I.2) tipinde sinyal elde edilmiştir. Aşağıdaki tablo bu deneyle ilgisi olan parçacıkların bilinen kütlelerini vermektedir.

Parçacığın cinsi	Kütle (GeV/ c ²)
p	.938
n	.939
π^+	.135
K^+	.493
Σ^+	1.189

Önce analiz sırasında (I.2) sinyali için kullanılan kriterleri sıralayalım:

- 1) Bütün olaylar için hedeften çıkan hızlı parçacığın yörüngesi - sinin C_6 sintilasyon sayacından geçmesi ve hedefe gelen π^+ yörüngesi ile kesişmesi gereklidir. Ayrıca bu kesişme noktasının koordinatları (x_v, y_v, z_v) hedefin boyutları içinde bulunmalıdır. Şekil IV.1 , bir grup olay için , (SC) lerde gözlenen bütün parçacıkların yörüngelerine ait x_v dağılımını göstermektedir.
- 2) Yukardaki şartı gerçekleyen yörüngenin protona ait olduğu



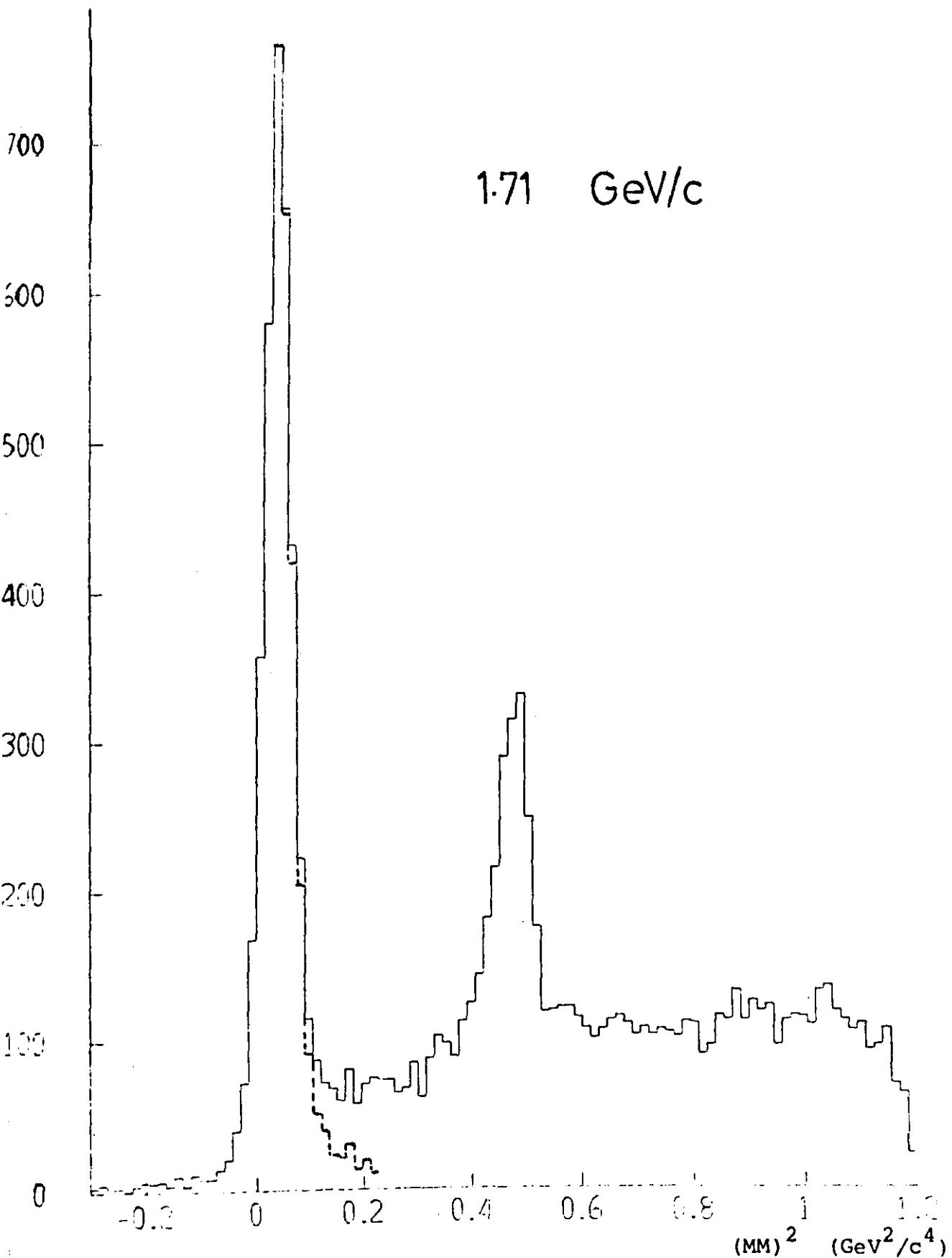
kabul edilerek enerji ve momentum korunumları için gerekli kayıp kütlenin (missing mass) karesi $(MM)^2$ hesaplanır. Elastik geri saçılma için bu $(MM)^2$ nin pionun kütlesinin karesine ($m_\pi^2 = .0195 \text{ GeV}^2/c^4$) yakın olması gerektiğinden, $-.06 < (MM)^2 < .12$ şartı aranır.

3) Geri saçılan, yavaş pionun C_7 yi tetiklemiş olması yeterlidir. Fakat olayların bir çoğunda yavaş pionun yörüngesi de (SC) ler vasıtasyyla tesbit edilebilmektedir.

4) Yukarıdaki şartları gerçekleyen (I.2) sinyaline elastik saçılma olaylarının karışmaması için ayrıca şu test yapılır: 1) şartını gerçekleyen parçacığın pion olduğu farzedilerek $(MM)^2$ hesaplanır. Elastik saçılma için bu değer $m_p^2 = .880 \text{ GeV}^2/c^4$ civarında olmalıdır. Bu hipotez için hesaplanan olasılık 2) de yapılan hipotez için hesaplanan olasılıktan küçük olmalıdır.

Şekil IV.2 de, bir grup olay için, elastik geri saçılma hipotezine göre teşkil edilmiş protona karşı olan $(MM)^2$ nin dağılımı gösterilmiştir. Çok küçük bir "background" üzerinde m_π^2 civarında görülen yiğılma (I.2) sinyalidir. $(MM)^2 \approx .5 \text{ GeV}^2/c^4$ civarındaki birikim ise 4) testinden önce mevcut olan elastik saçılma olaylarından dolayıdır. Bu elastik saçılmalarda, hızlı parçacık olan pion, ya Cherenkov sayacına herhangi bir nedenle ulaşamadığı için ya da Cherenkov sayacının verimi tam % 100 olmadığı için, veto edilmemiş ve tetiklemeye neden olmuştur.

(I.2) sinyali için deneyin akseptansı Monte Carlo programı kullanılarak hesaplanmıştır. Akseptans, pion huzmesinin

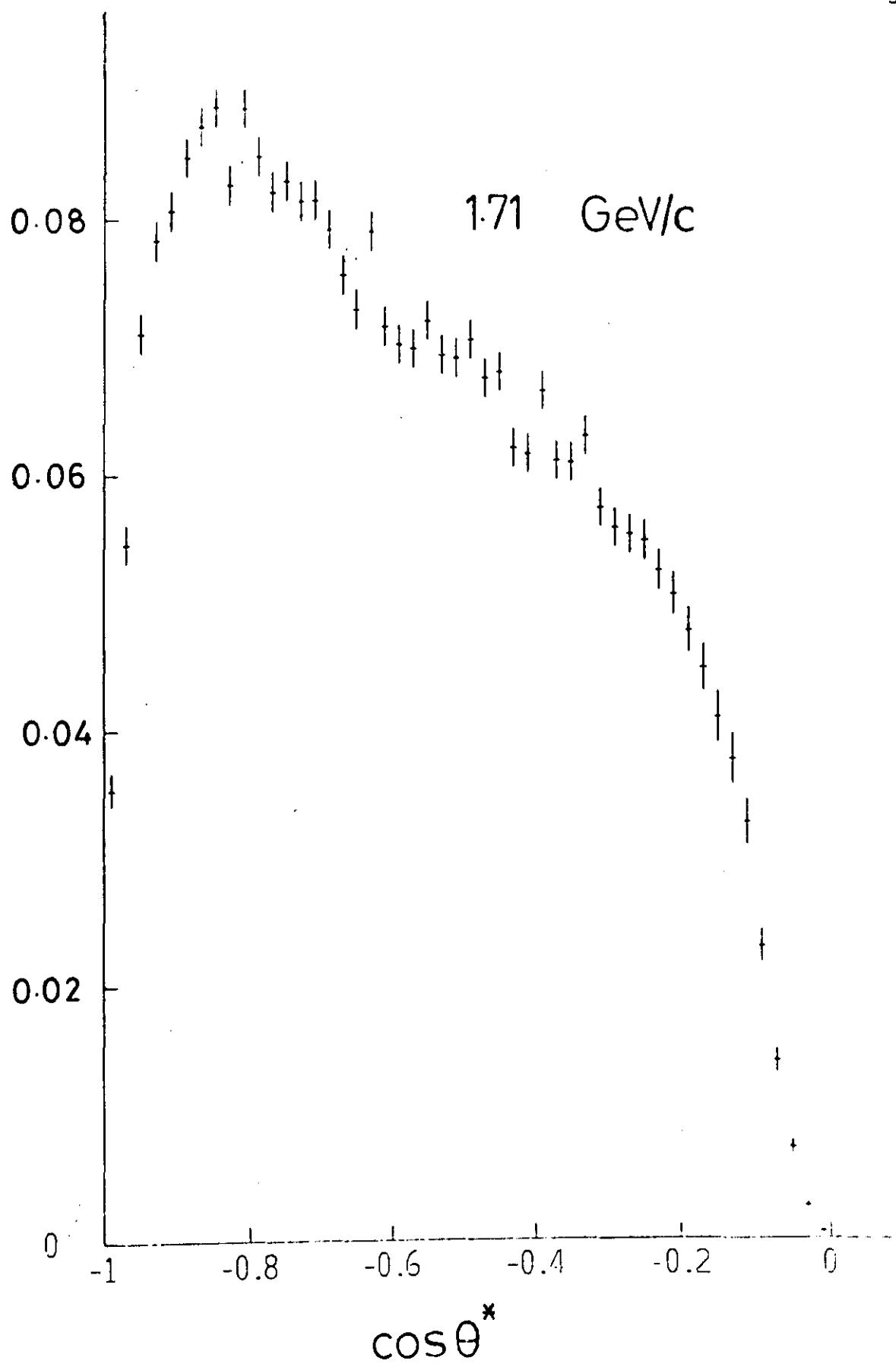


Şekil IV.2

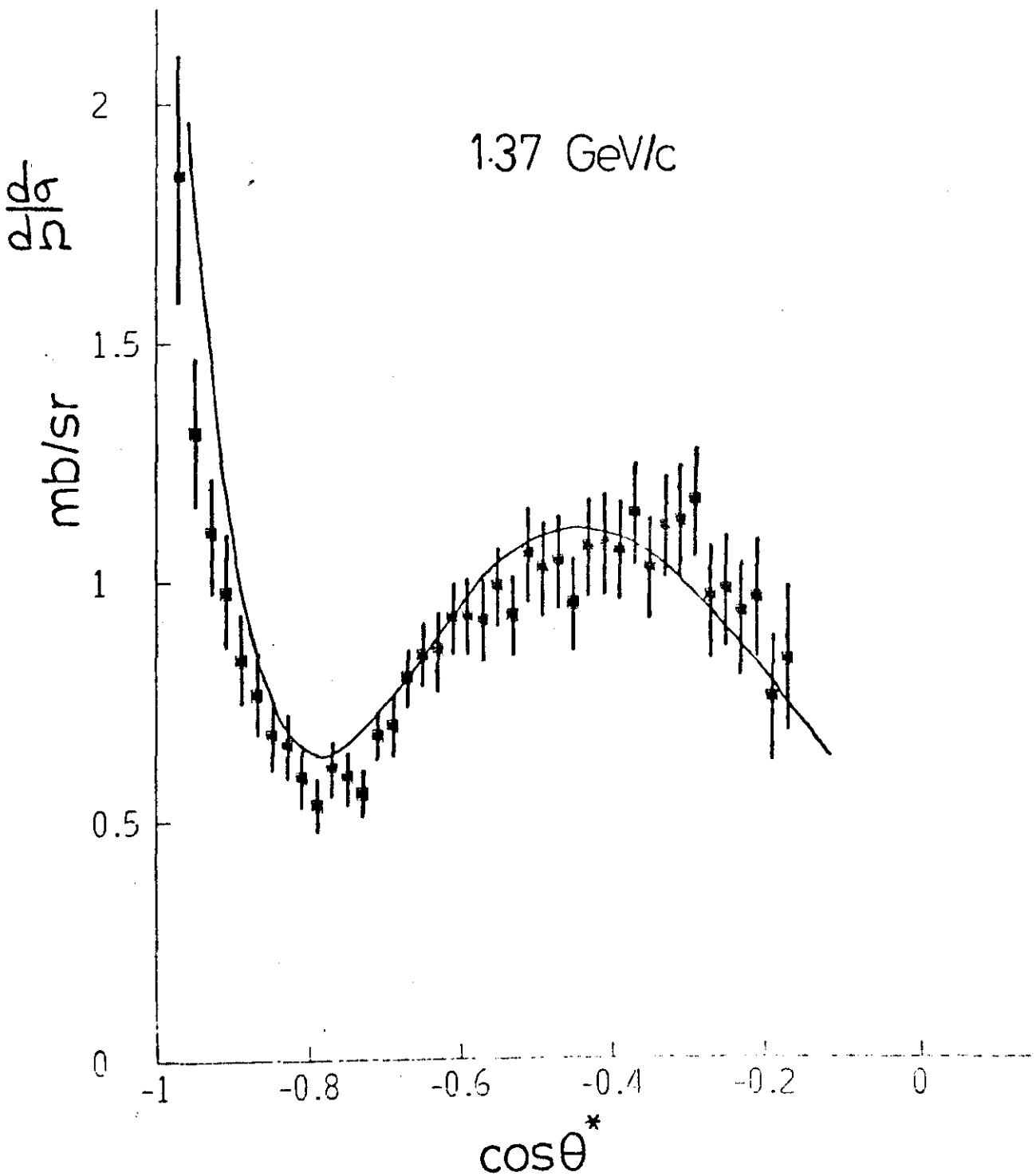
momentumu değişikçe az çok aynı kalmaktadır. Şekil IV.3 tipik bir akseptans eğrisini ($1.71 \text{ GeV}/c$ için) $\cos\theta^*$ in fonksiyonu olarak göstermektedir (θ^* : kütle merkezi sistemindeki saçılma açısı). Akseptanstan sistematik hatanın ± 5 den az olduğu tahmin edilmektedir. Şekil IV.4, bu deneyin (I.2) sinyali için ölçüdüğü $d\sigma/d\Omega$ yi $\cos\theta^*$ in fonksiyonu olarak, 6 değişik huzme momentumunda, göstermektedir. Şekilde görülen eğriler ise Karlsruhe-Helsinki kısmi dalga analizinin⁹ neticeleridir. Bu analiz daha önce yapılmış bir çok deneyin ölçmelerini bir araya getirerek yapılmıştır. Aynı şekilde yapılan CMU-LBL kısmi dalga analizi¹⁰ de Karlsruhe-Helsinki analizine yakın sonuçlar vermiştir. Şekilden görüldüğü gibi bu analizlerin neticeleri bu deneyde yapılan ölçmelerle pek uyumlu değildir. Ayrıca referans 11 deki ölçmelere de yakın sayılmaz. Fakat $2.0 \text{ GeV}/c$ nin altında referans 12, 13 ve 14 deki data ile çok iyi uyuşmaktadır.

(I.2) sinyali ayrıldıktan sonra geri kalan olaylar (I.1) sinyali için şu aşamalardan geçirilmiştir:

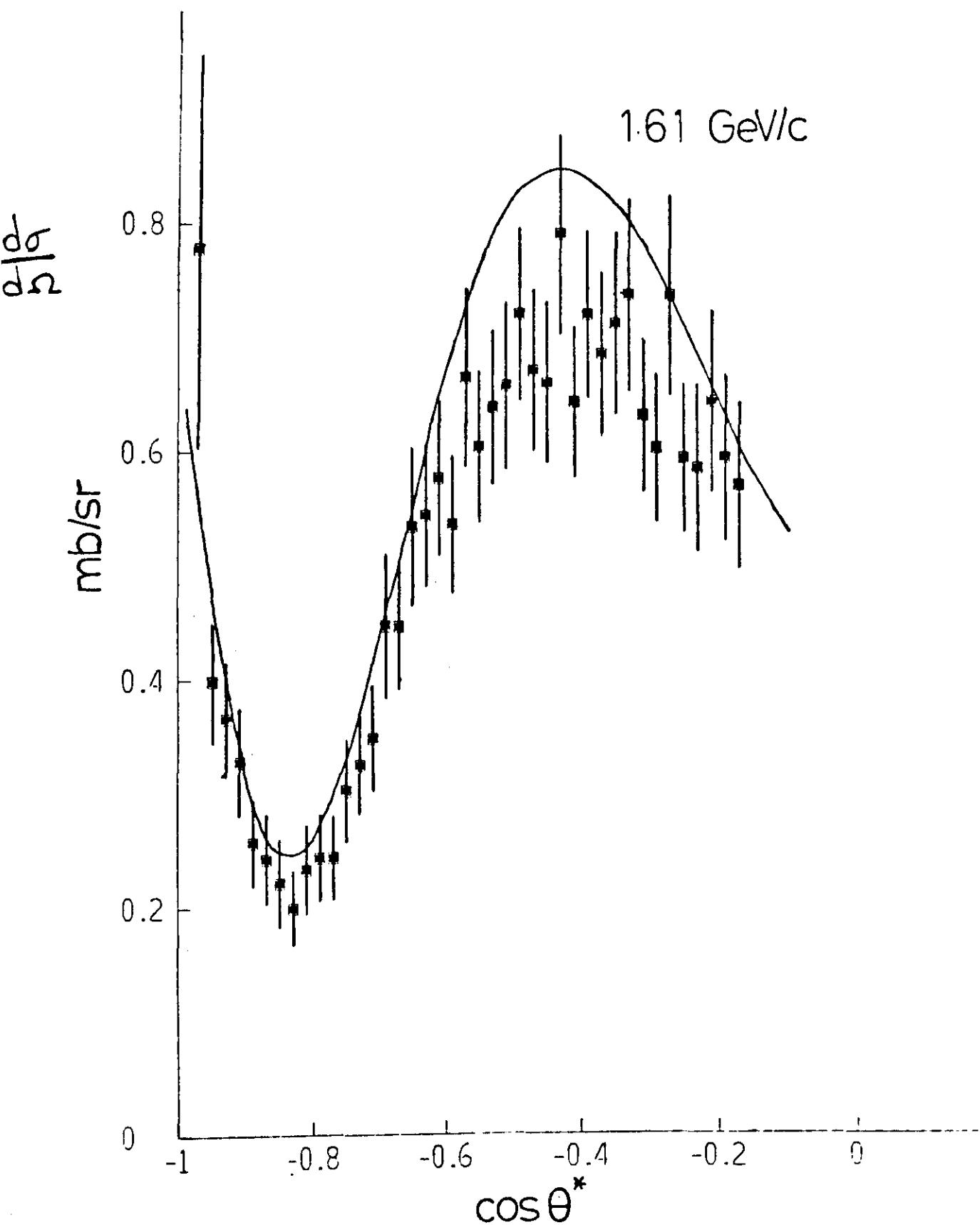
- a) Hedeften çıkan hızlı parçacığın K^+ , yavaş parçacığın da Σ^+ bozunmasından gelen p olduğu kabul edilerek K^+ a karşıt olan $(MM)^2$ hesaplanır, bunun $m_{\Sigma}^2 = 1.415 \text{ GeV}^2/c^4$ civarında olması istenir. Bir grup olay için, bu (MM) dağılımı Şekil IV.5 de verilmiştir. K^+ nin laboratuar sisteminde hızlı olması θ^* in 90° den küçük, azimut açısı φ nin ise pozitif olmasına tekabül eder. Bu olaylar için J_1 sintilasyon sayacını tetikleyen K^+ dır.
- b) Hedeften çıkan hızlı parçacığın Σ^+ bozunmasından gelen p ,

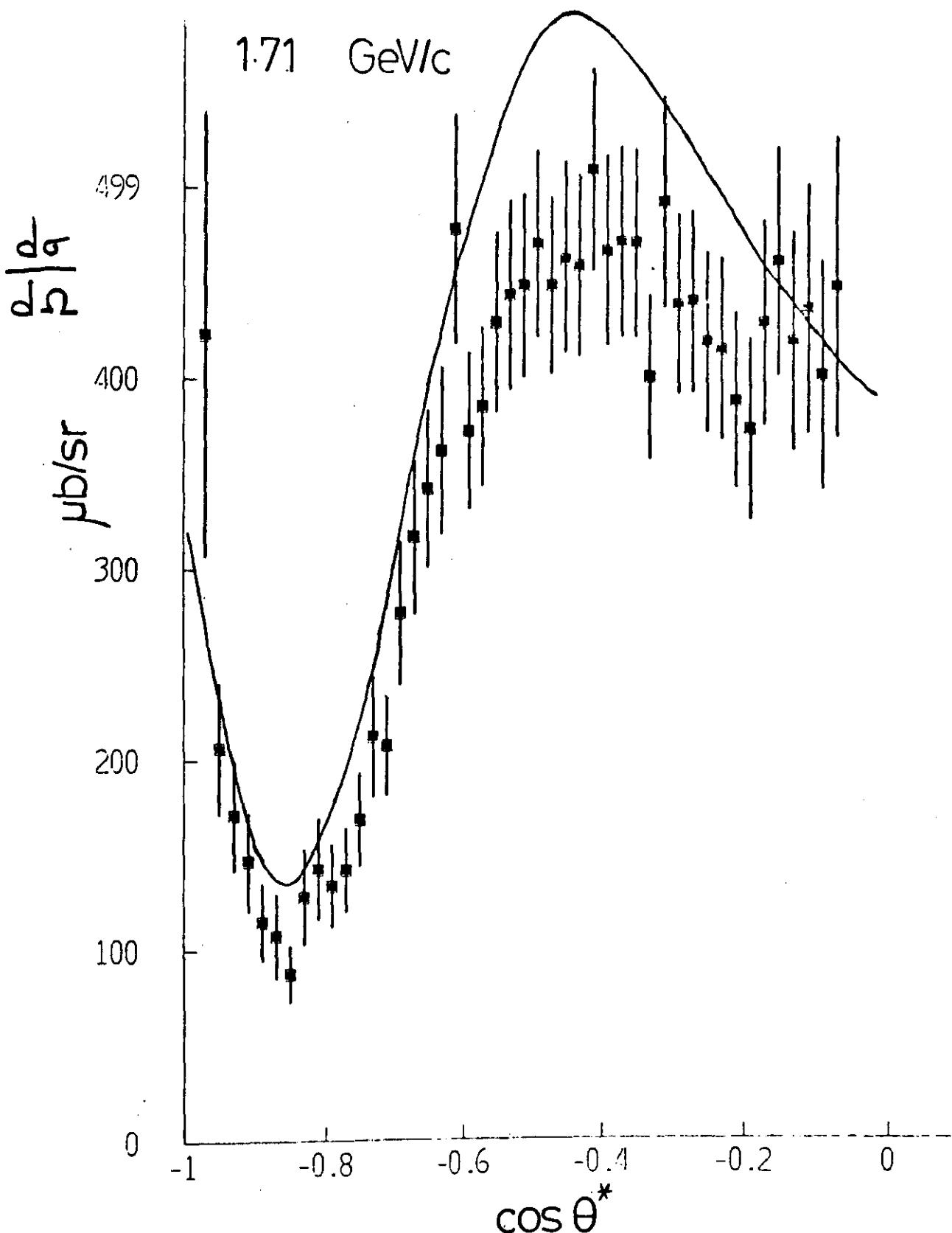


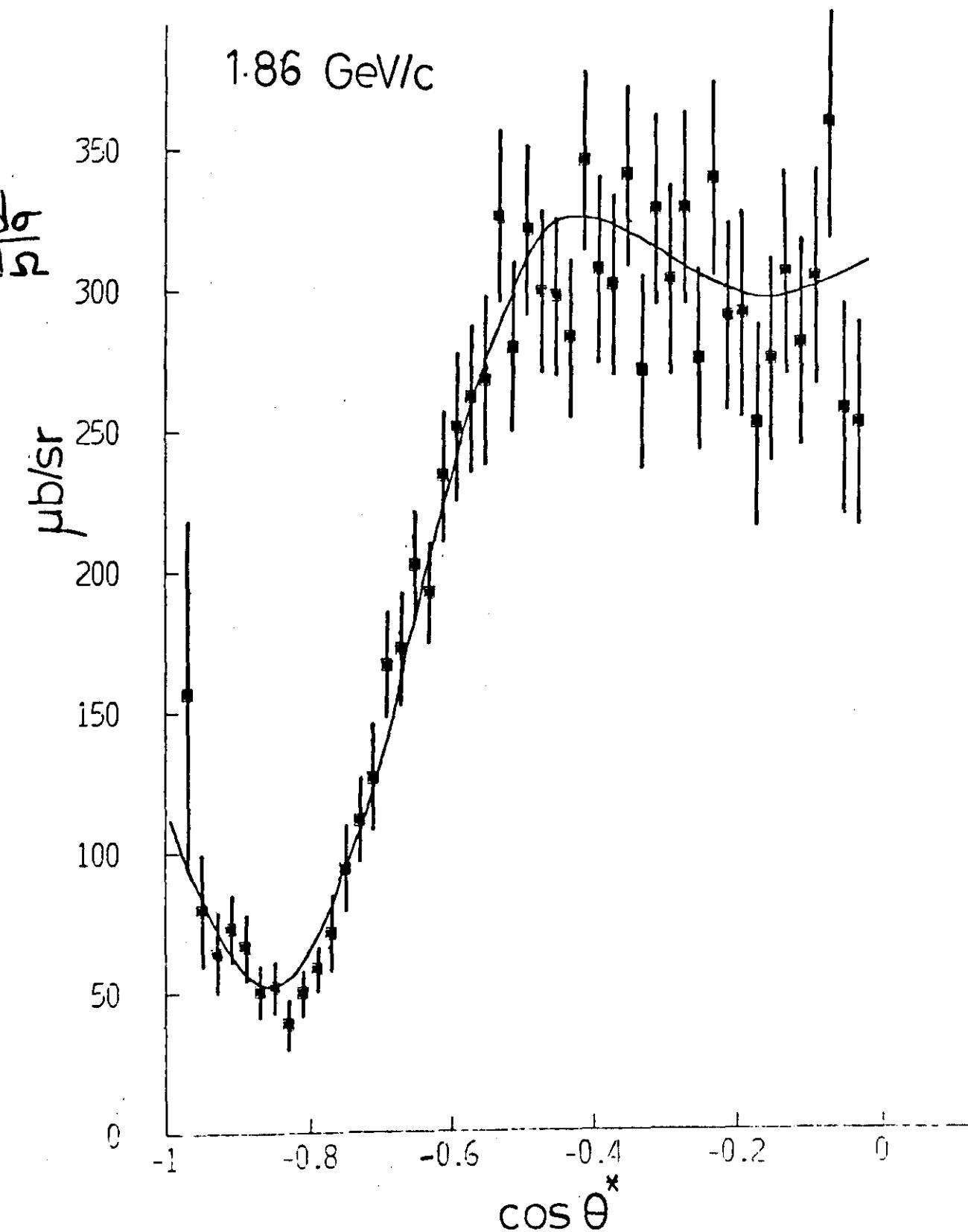
Şekil IV.3



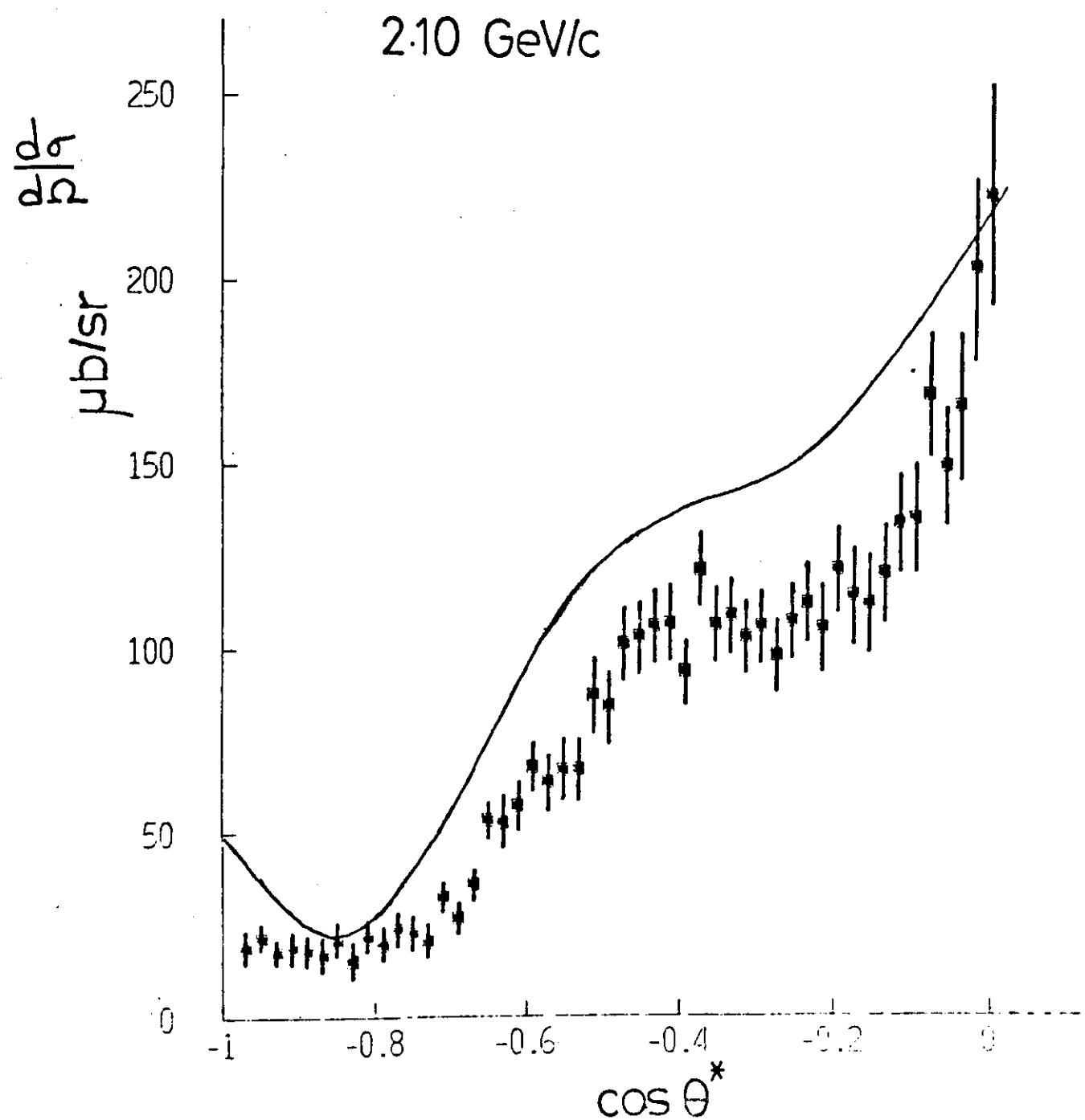
Şekil IV.4 (a)



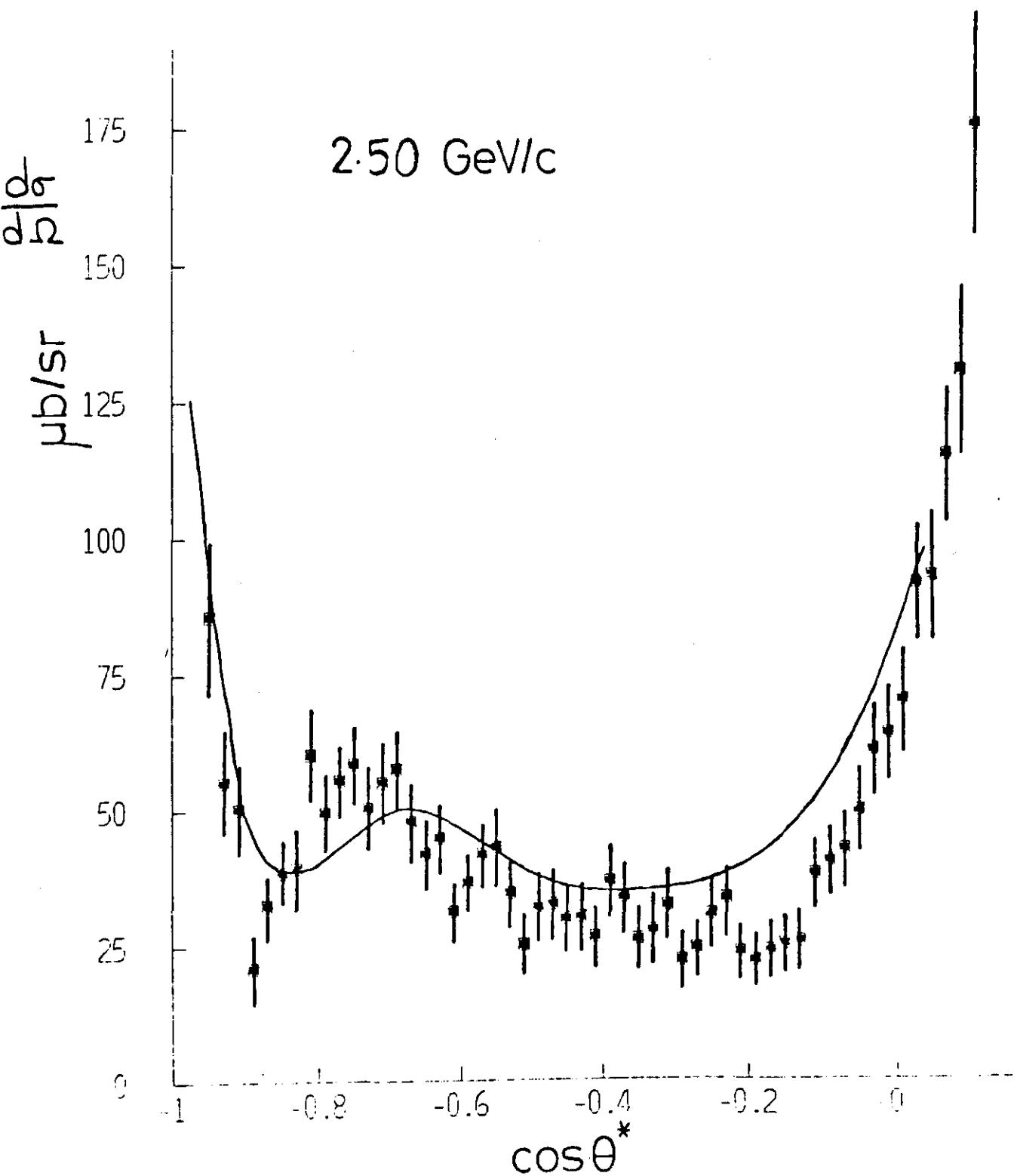




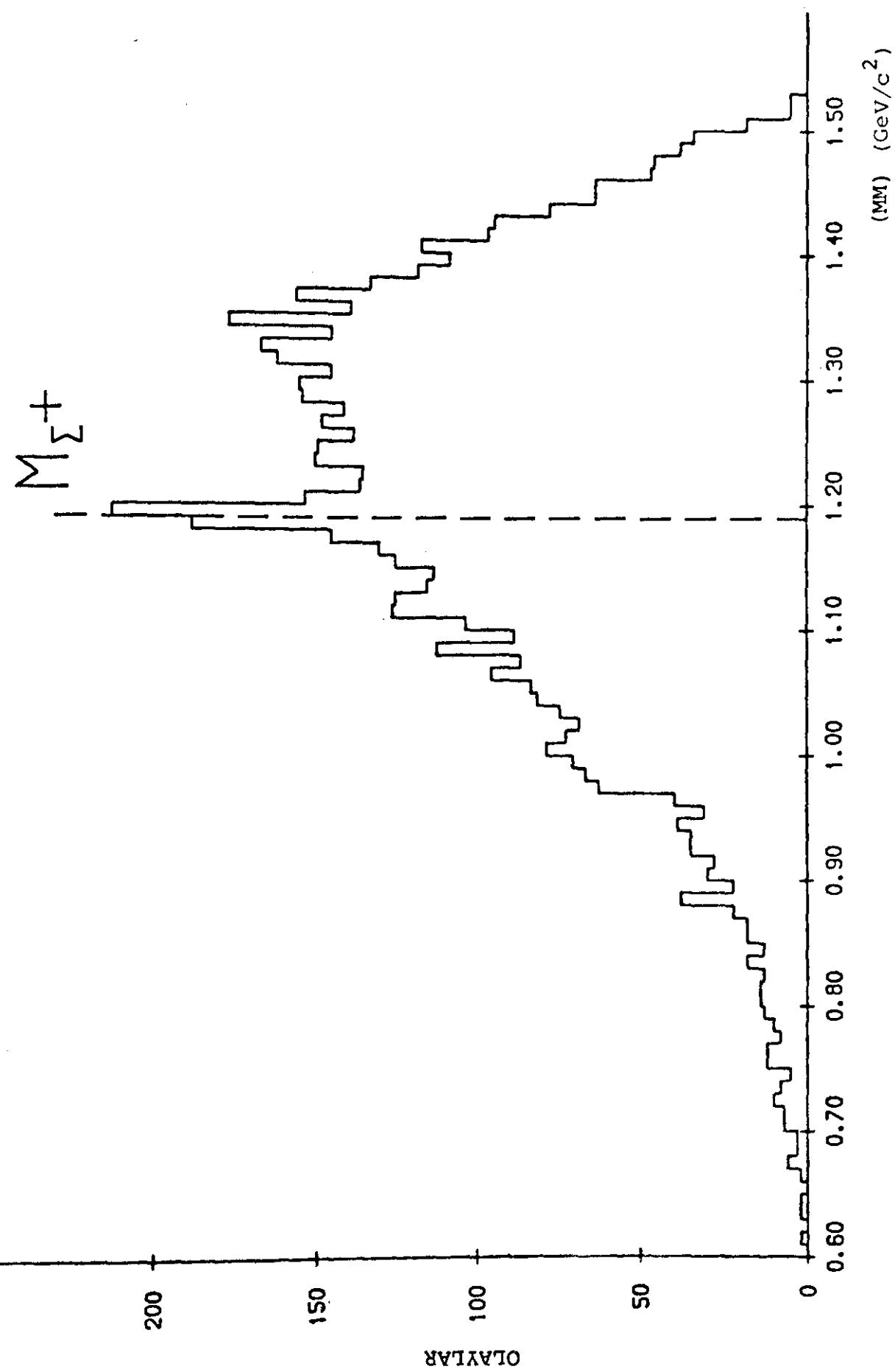
Sekil IV.4 (d)



Şekil IV.4 (e)



Şekil IV.4 (f)



Şekil IV.5

yavaş parçacığın da K^+ olduğu varsayılarak K^+ ya karşıt olan $(MM)^2$ hesaplanır ve bunun yine m_z^2 civarında olması istenir.

Laboratuar sistemindeki protonun hızlı olması (bozunmada proton hemen hemen bütün \sum momentumunu aldığı için) θ^* in 90° den büyük, φ nin ise negatif olmasına tekabül eder. Bu olaylar için J_1 sintilasyon sayacını tetikleyen protondur. Ayrıca bunların büyük bir kısmı için TOF metoduyla parçacığın proton olma olasılığı hesaplanabilmektedir.

c) K^+ parçacığının yörüngesi için hesaplanan (x_v, y_v, z_v) koordinatlarının hedefin içinde olması gereklidir.

d) Yukarıdaki a) ve c) veya b) ve c) şartlarına uyan olaylar (I.1) etkileşmesine aday olarak ayrılır. K^+ ve p olarak kabul edilen yörüngelerin bu defa π^+ ve π^+ parçacıklarına ait olduğu farzedilerek bunlara karşıt olan $(MM)^2$ nin dağılımında $m_n^2 = .883$ GeV^2/c^4 civarında bir birikim olup olmadığına bakılır.

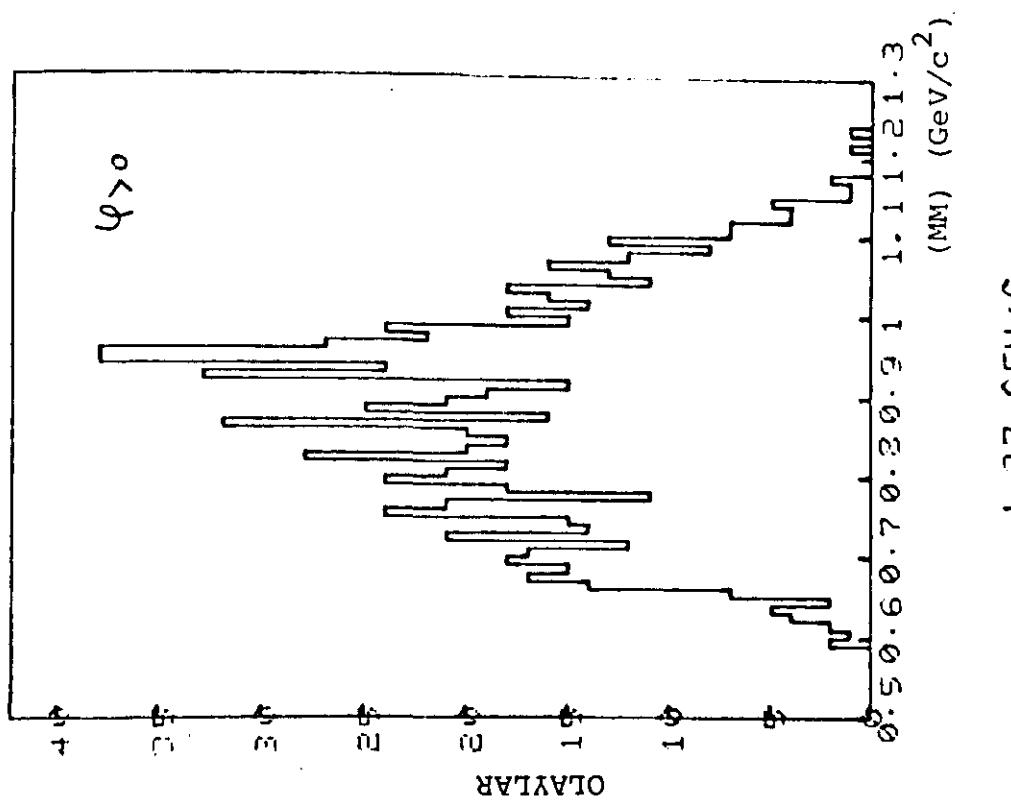
Şekil IV.6, üç ayrı momentum değerinde, $\varphi < 0$ ve $\varphi > 0$ için bu (MM) dağılımını göstermektedir. İlk iki momentum için görülen nötron kütlesi civarındaki birikim



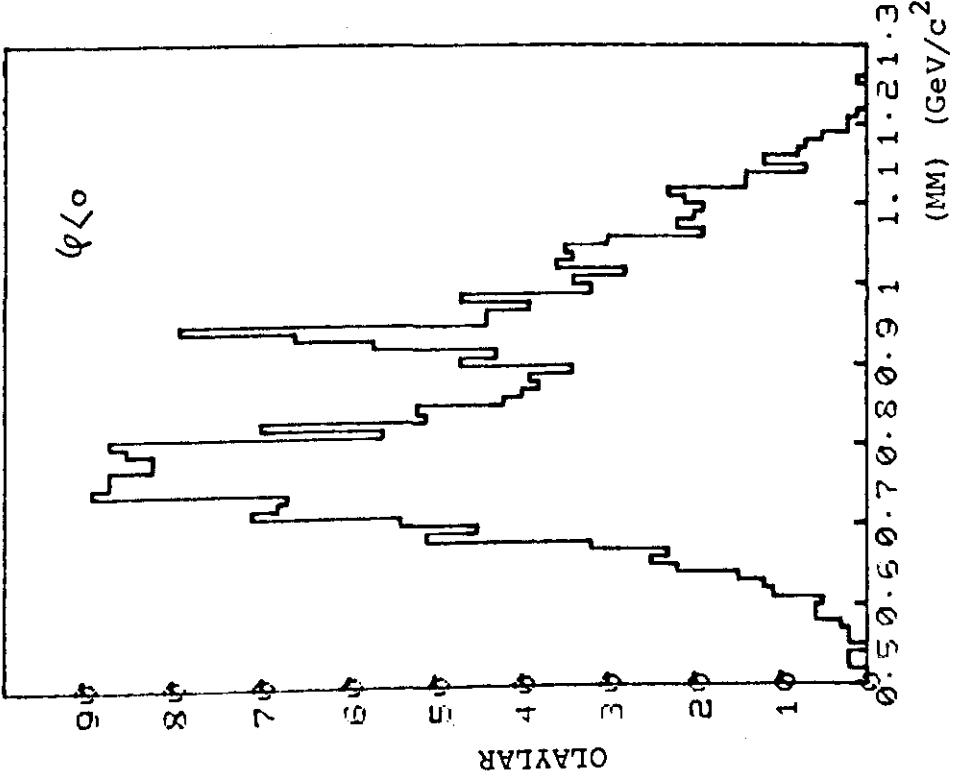
tipindeki olayların varlığını kanıtlar. Benzer şekilde yapılan

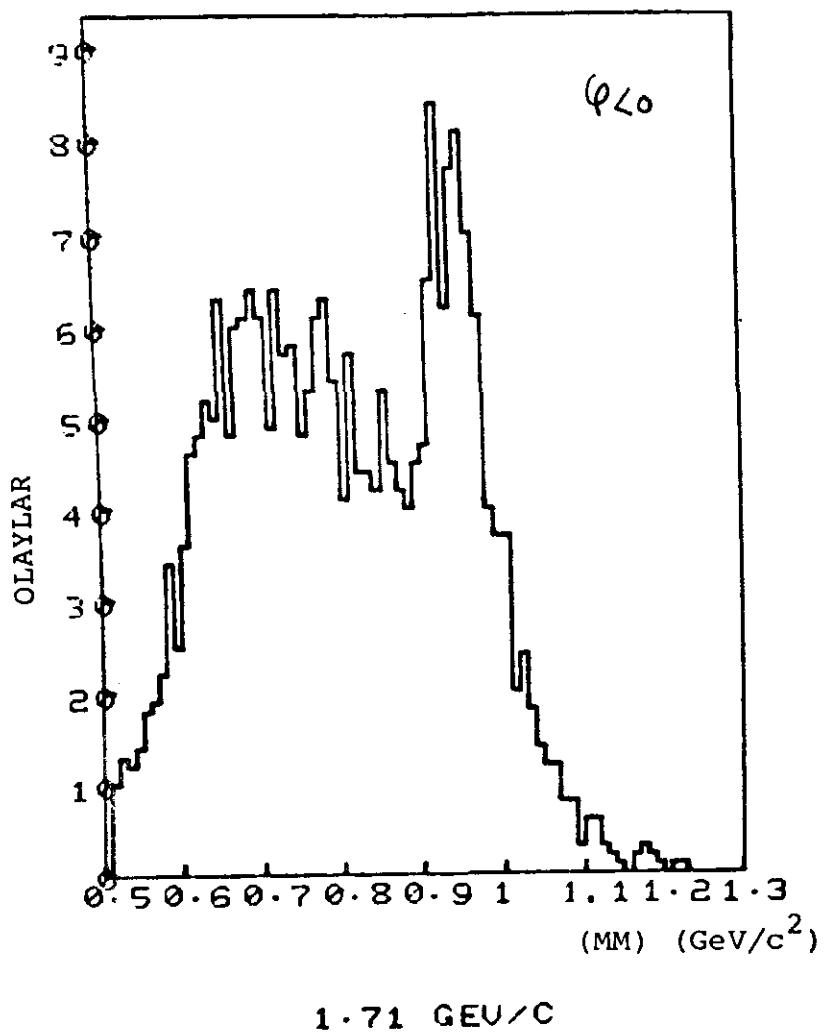


arastırmasında $m_{\pi^0}^2$ civarında bir yığılma bulunmamıştır.

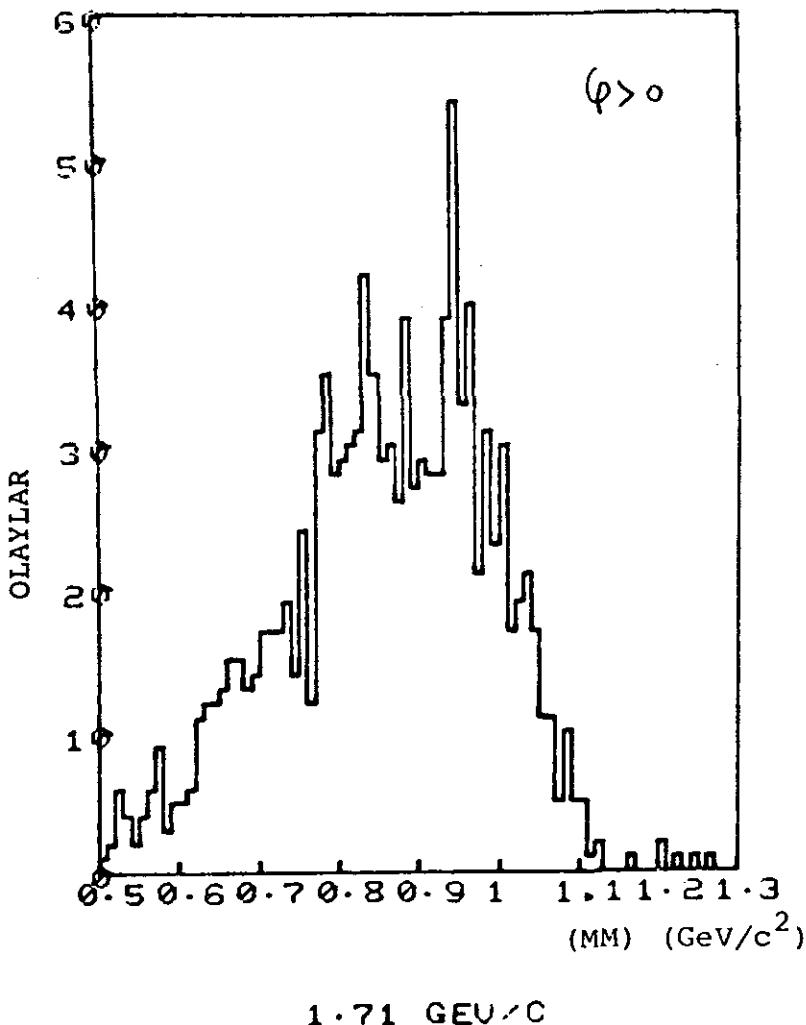
1.37 GEV/ c^2

Şekil IV.6 (a)

1.37 GEV/ c^2

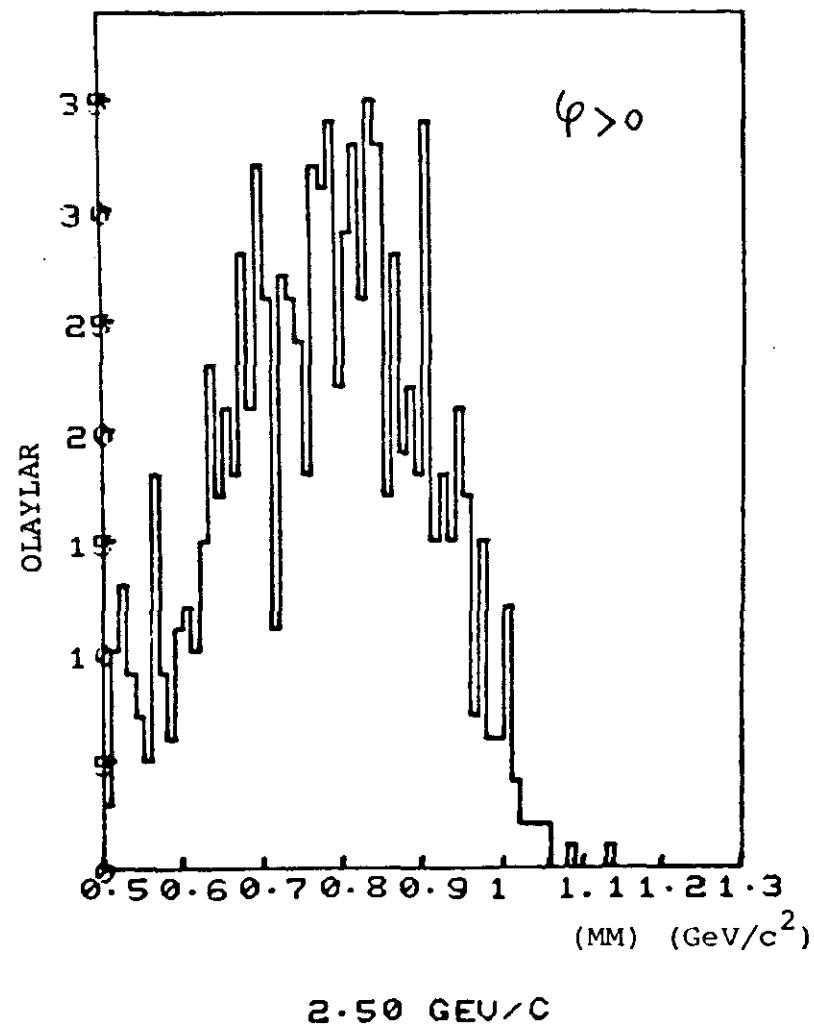
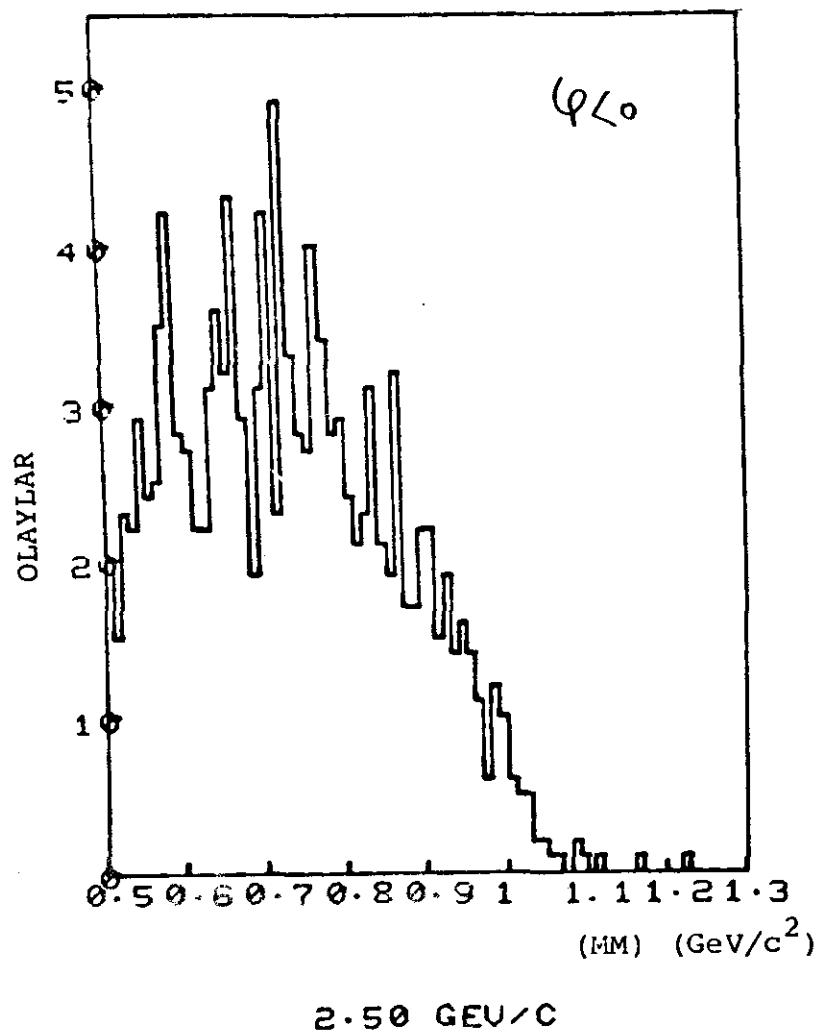


$1.71 \text{ GeV}/c$



$1.71 \text{ GeV}/c$

Şekil IV.6(b)



Şekil IV.6(c)

(IV.1) etkileşmeleri ise ,kinematik analiz programı GEOKIN in her hipotez için hesapladığı olasılıklara dayanarak ayrılır.

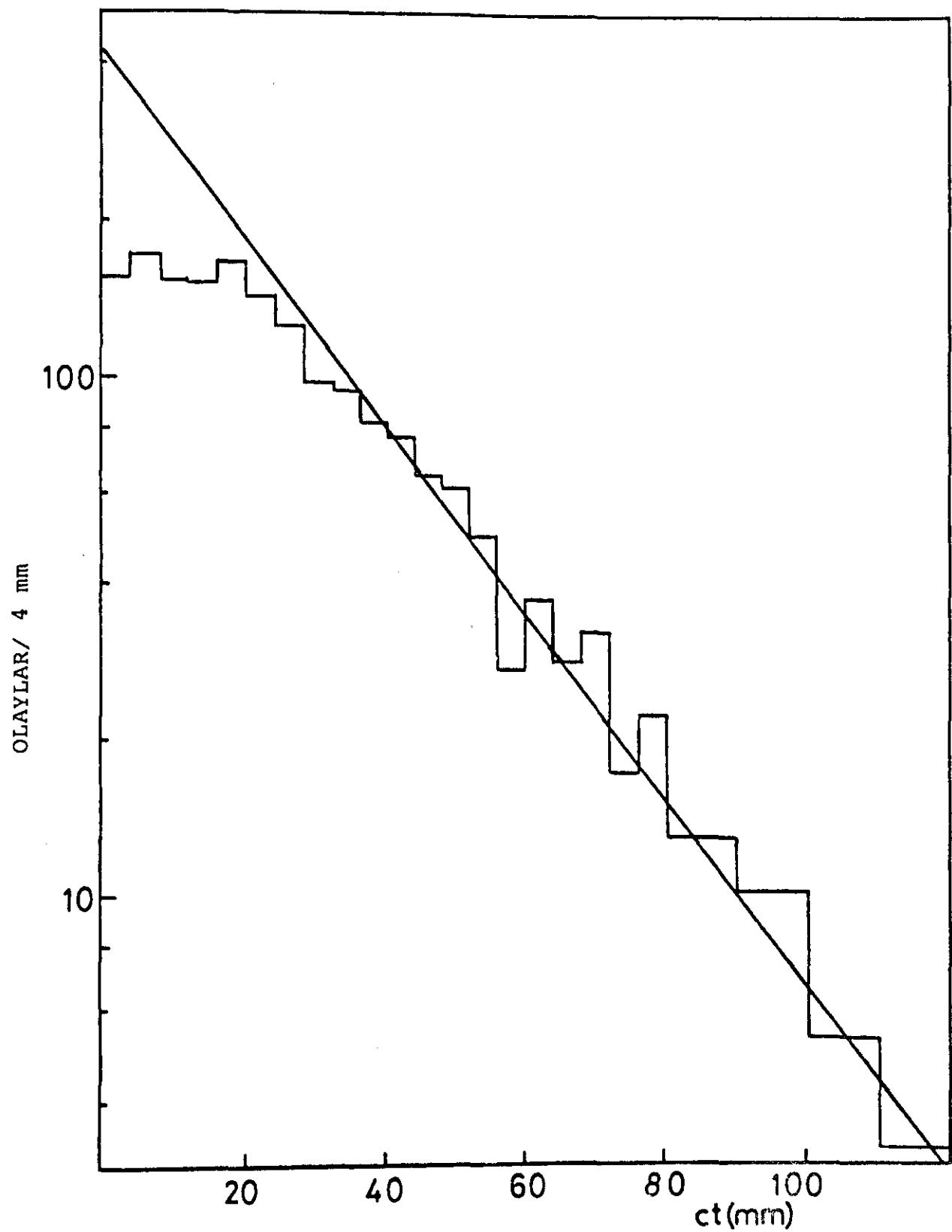
(I.1) etkileşmesi hipotezine uyan her olay için GEOKIN , Σ^+ nin bozunma noktası ile (x_v, y_v, z_v) noktası arasındaki mesafeyi (d) bulur ve Σ^+ nin momentumunu da kullanarak (ct) büyülüğünü hesaplar ($t: \Sigma^+$ nin durduğu sistemdeki bozunma zamanı) . Şekil IV.7 , bir grup (I.1) sinyali için , (ct) dağılımını göstermektedir. Σ^+ için $(c\tau) = 2.4$ cm (τ : ortalama ömür) olduğundan , bu dağılımin

$$(N_0 / c\tau) \exp(-ct / c\tau) \quad (\text{IV.3})$$

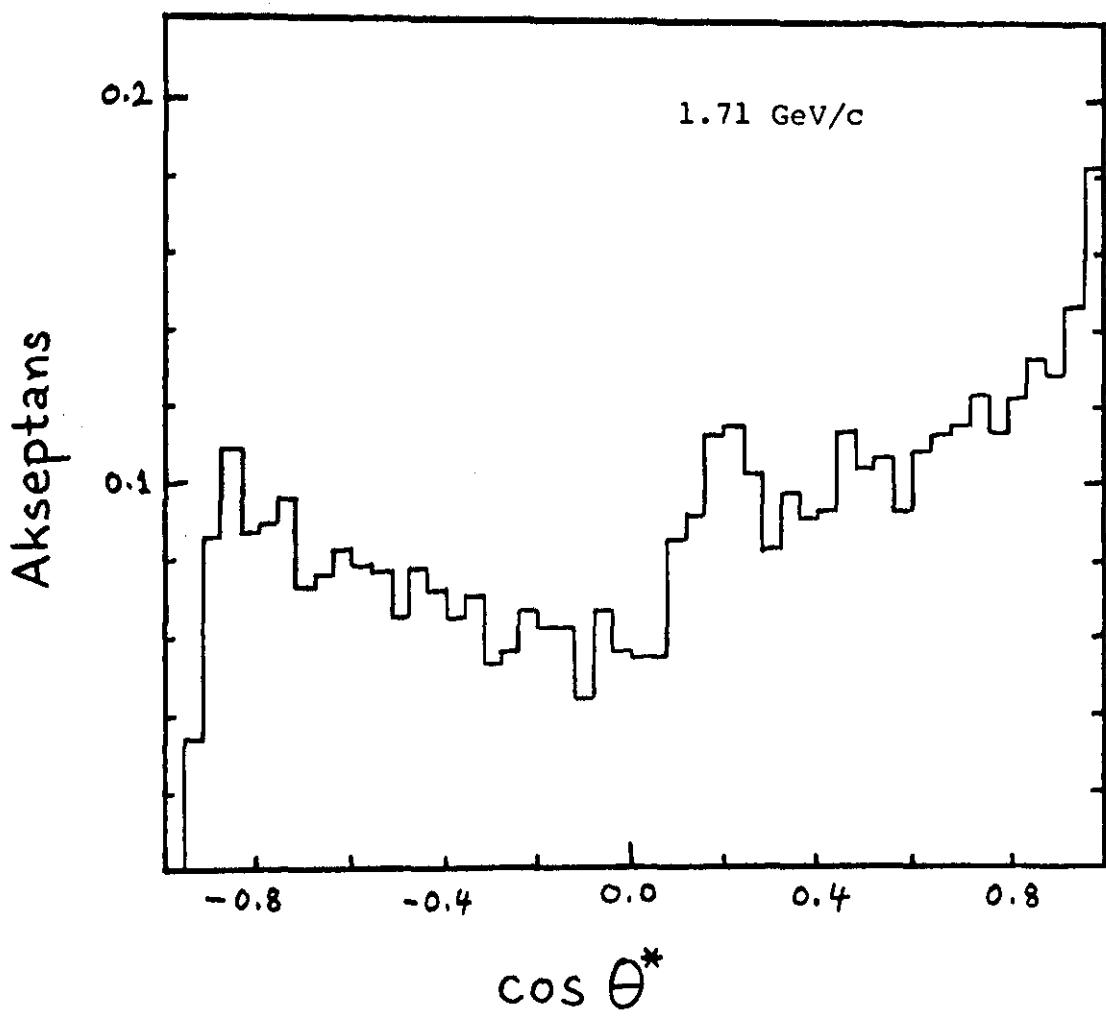
gibi bir eğri ile uyum sağlama gereklidir. Nitekim bu uyum Şekil IV.7 de gözükmemektedir. (ct) nin küçük değerleri için olay sayısının beklenenden az olması şundandır: (d) nin çok küçük değerleri için GEOKIN , negatif (d) değeri bulmak gibi zorluklarla karşılaşır , (d) yi sıfıra eşitlemektedir. Tabii bu olaylar Şekil IV.7 de gösterilmemiştir.

(I.1) sinyali için de Monte Carlo teknigi ile akseptans hesaplanmıştır. Şekil IV.8 de bunu θ^* in fonksiyonu olarak , tipik bir momentum için , görmekteyiz. Ayrıca Tablo IV.1 de akseptansi hem θ^* in hem de β nin fonksiyonu olarak , yine aynı momentumda , vermektedir.

Şekil IV.9 , 6 momentumda (I.1) sinyali için ölçülen $d\sigma / d\Omega$ ve αP dağılımlarıdır. Mevcut diğer deneylerin^{4,5,6} ölçmeleri ile mukayese edildiğinde bariz bir uyuşmazlık yoktur. (I.10) ve (I.11) açılımları yapıldığında 1.37 , 1.61 , 1.71

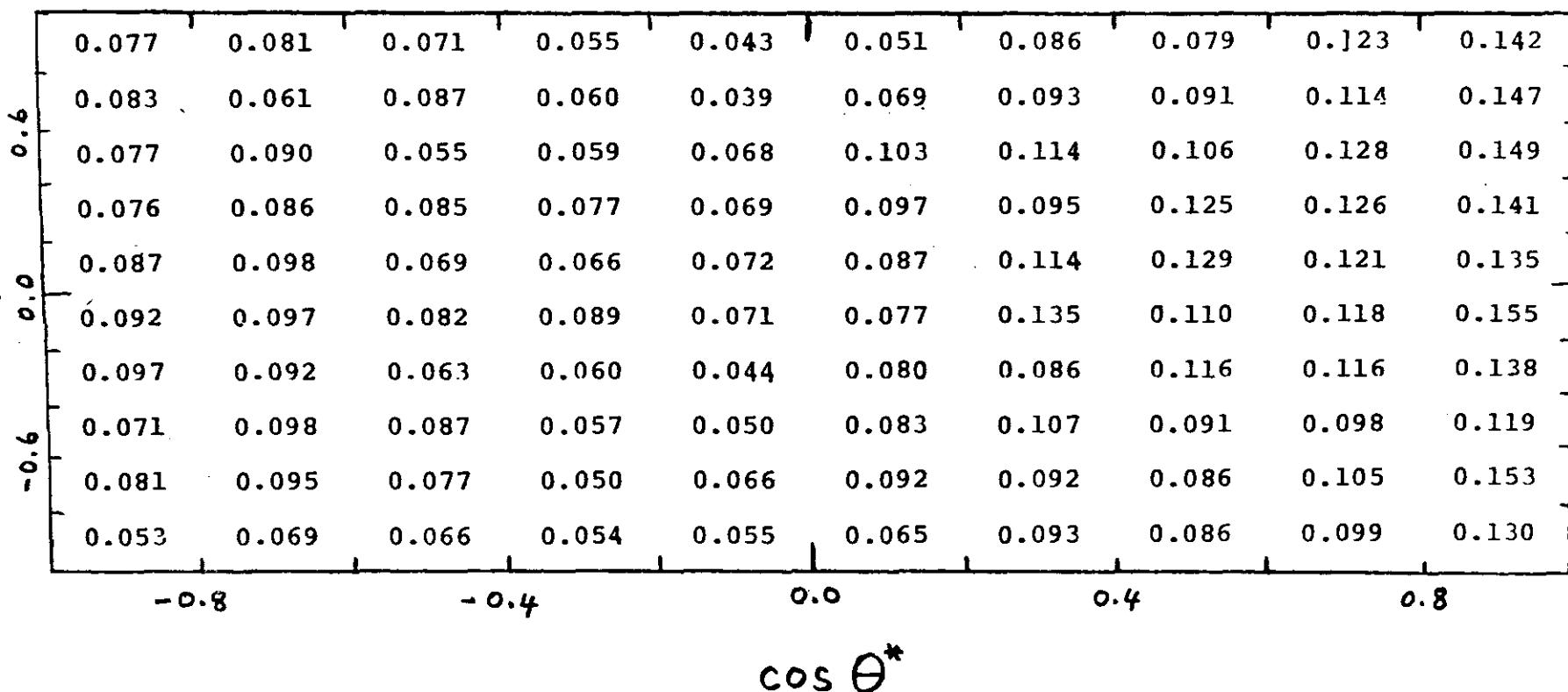


Şekil IV.7

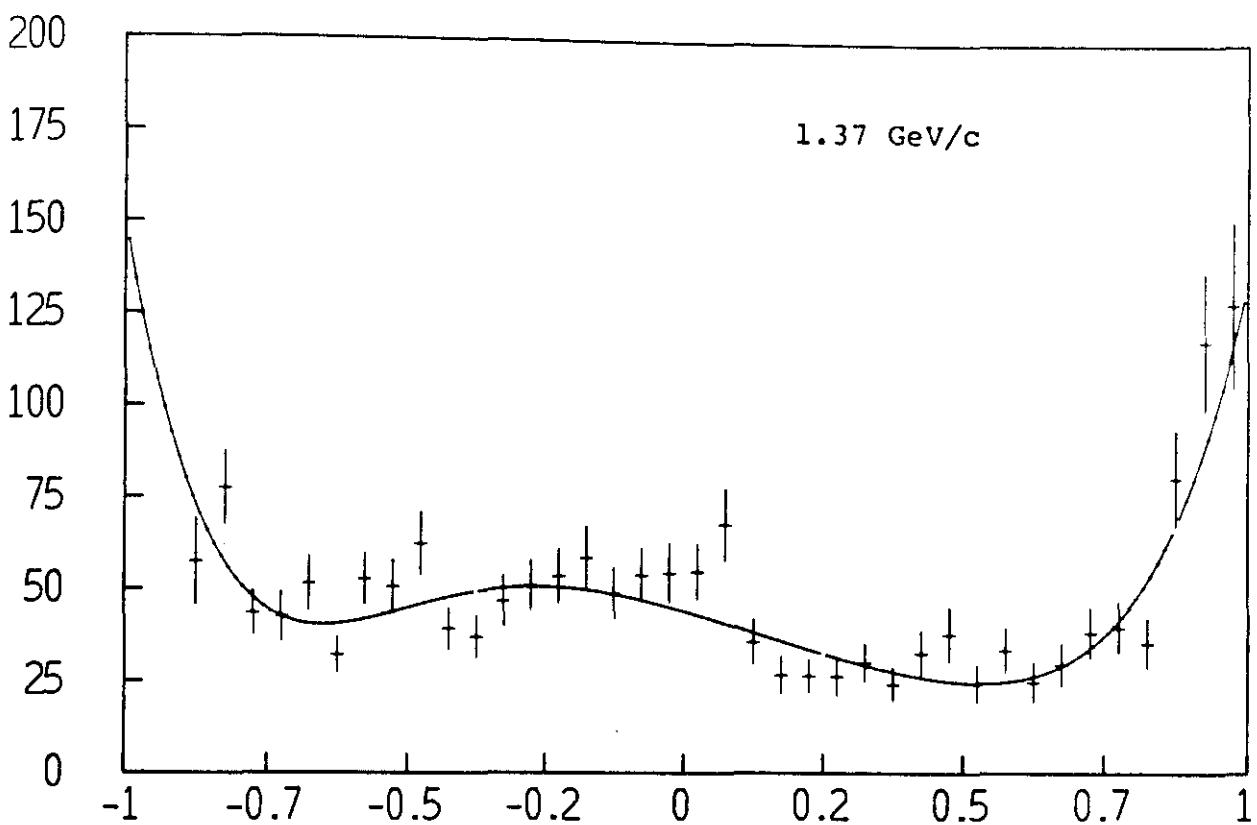
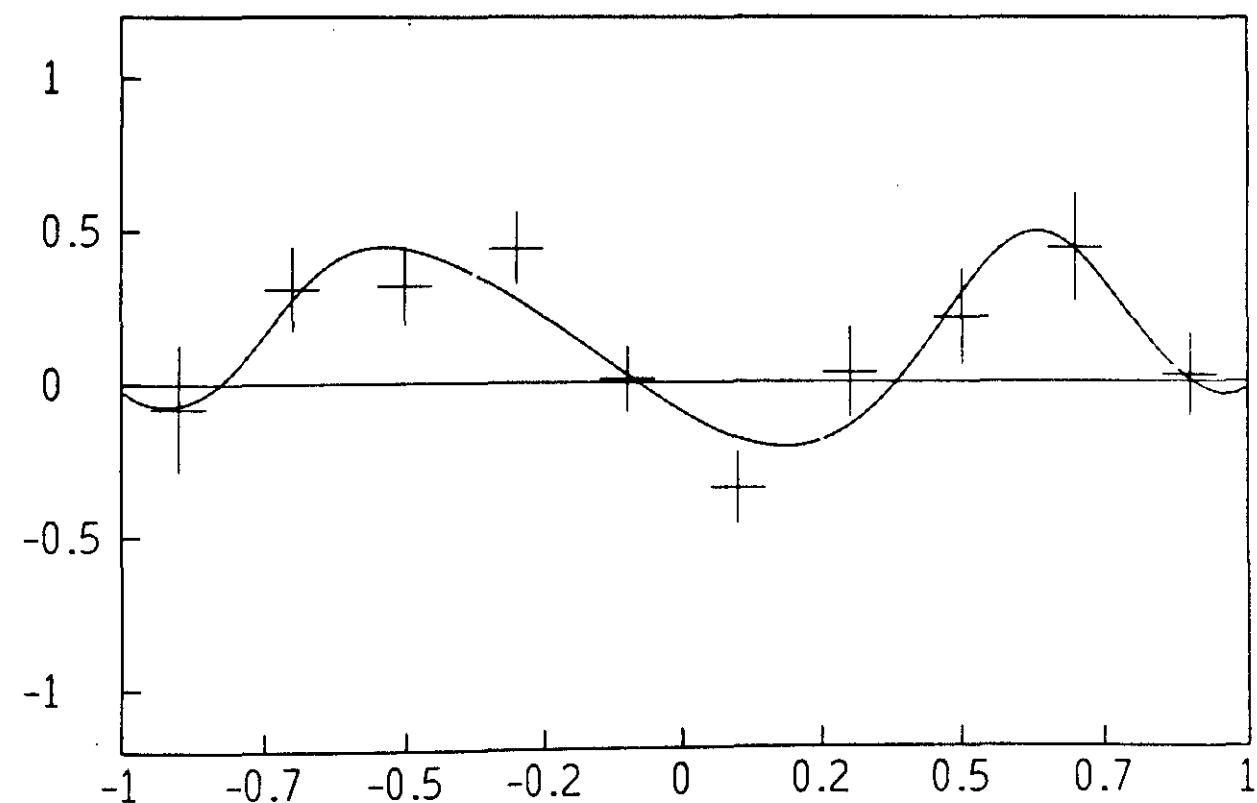


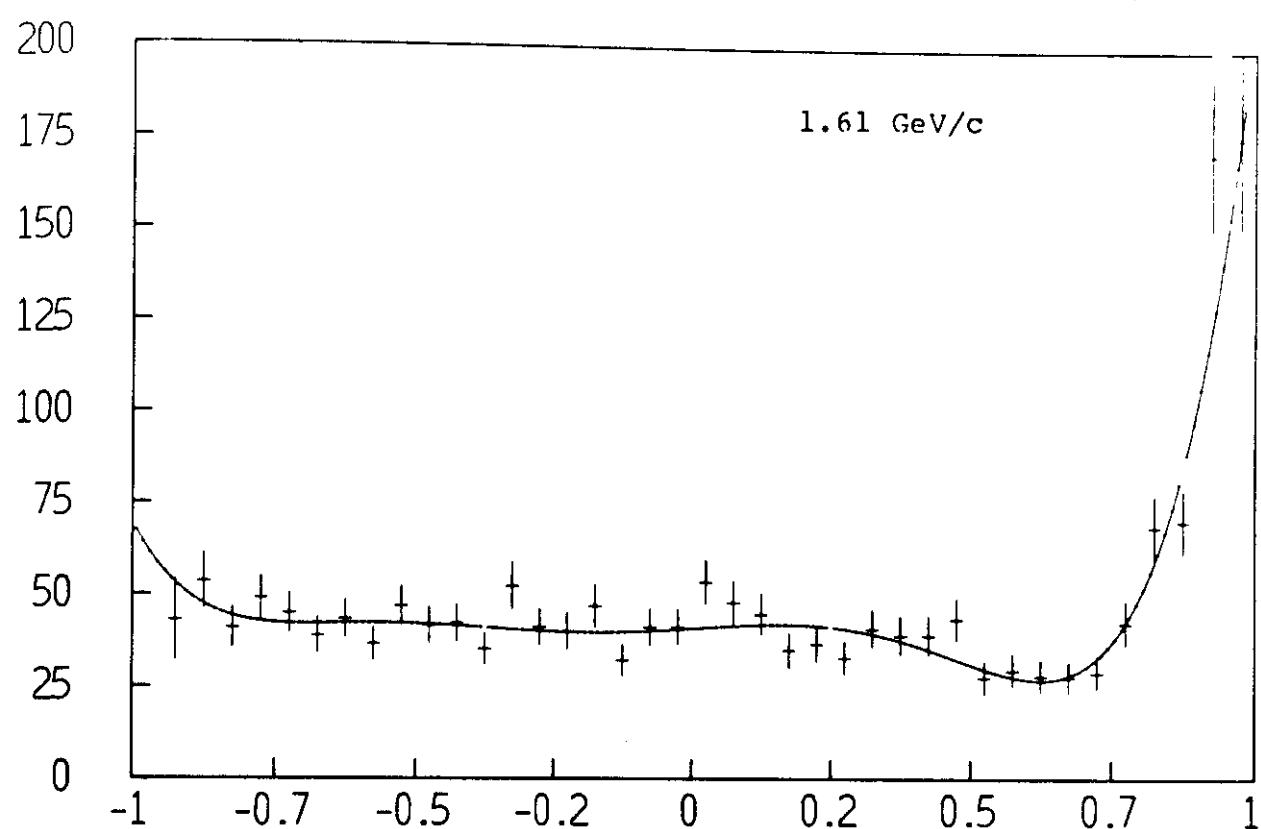
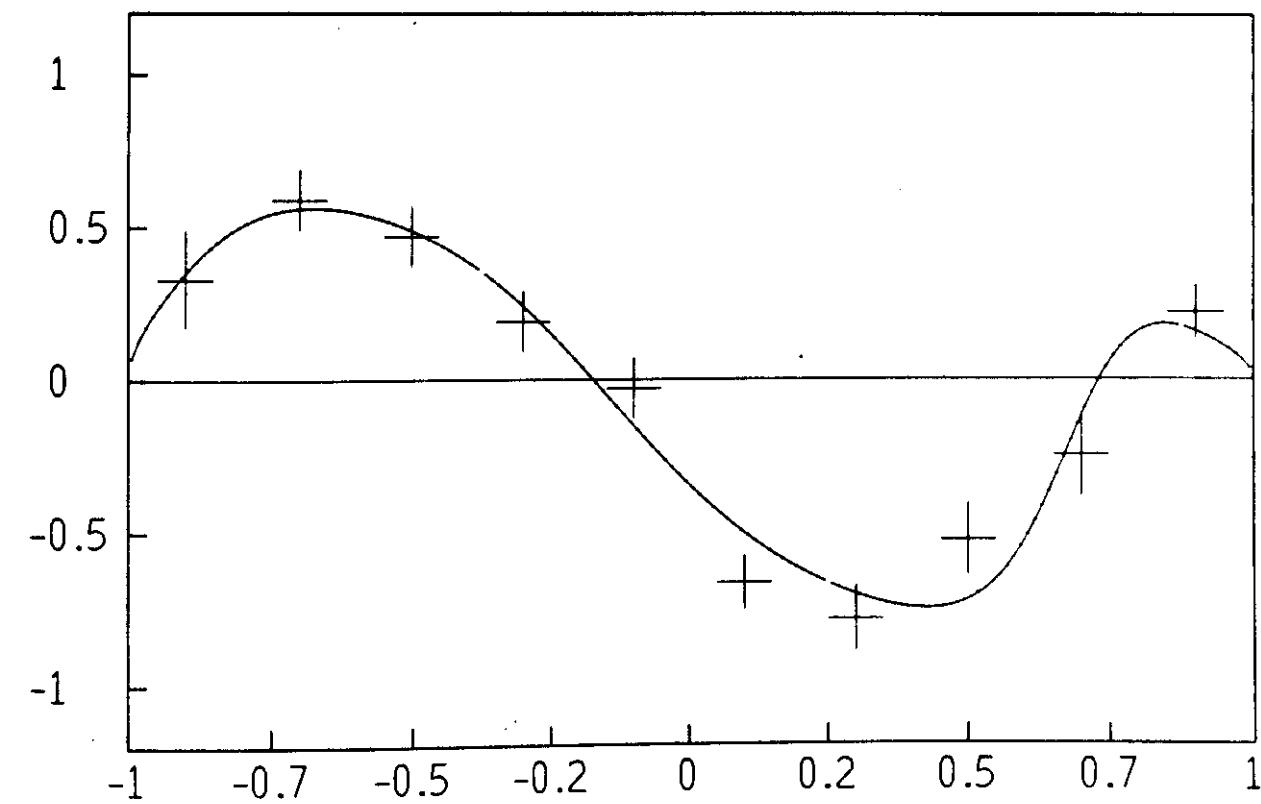
Şekil IV.8

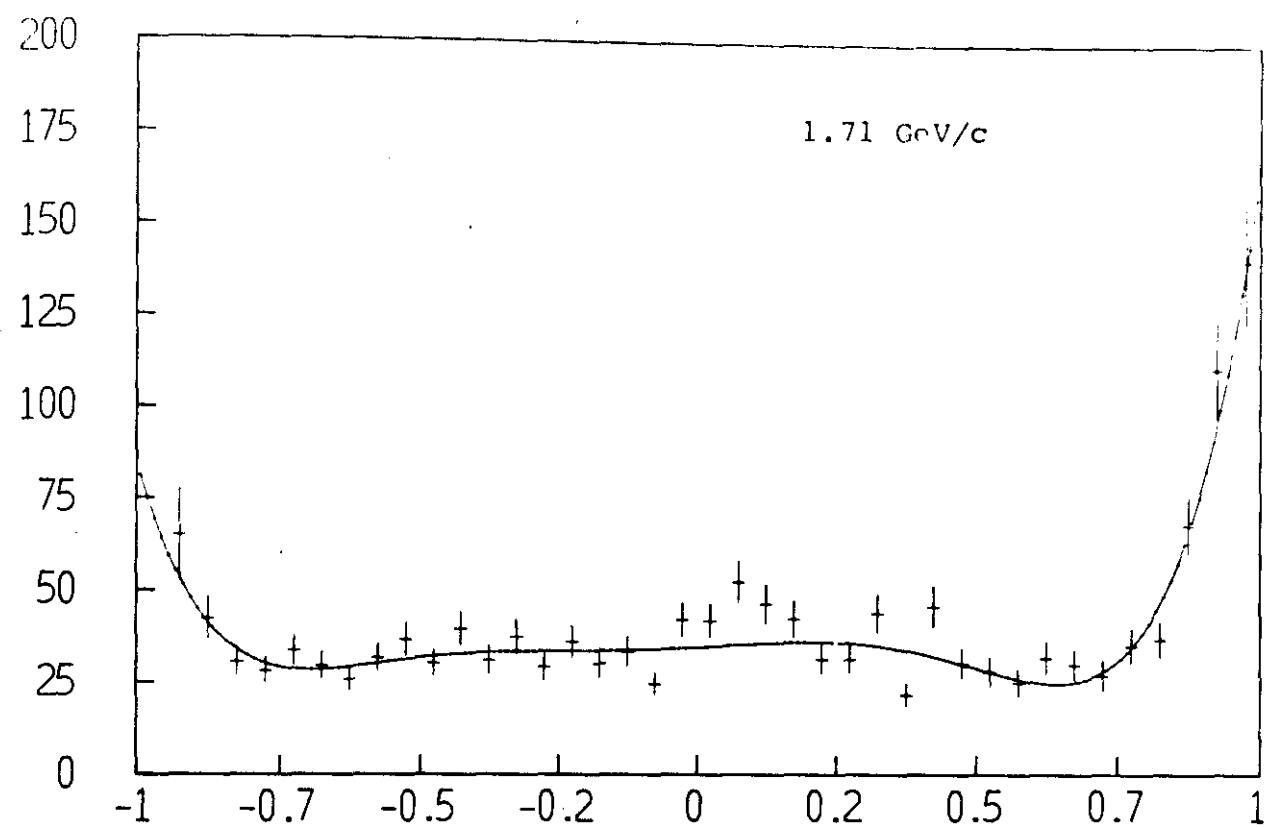
AKSEPTANS

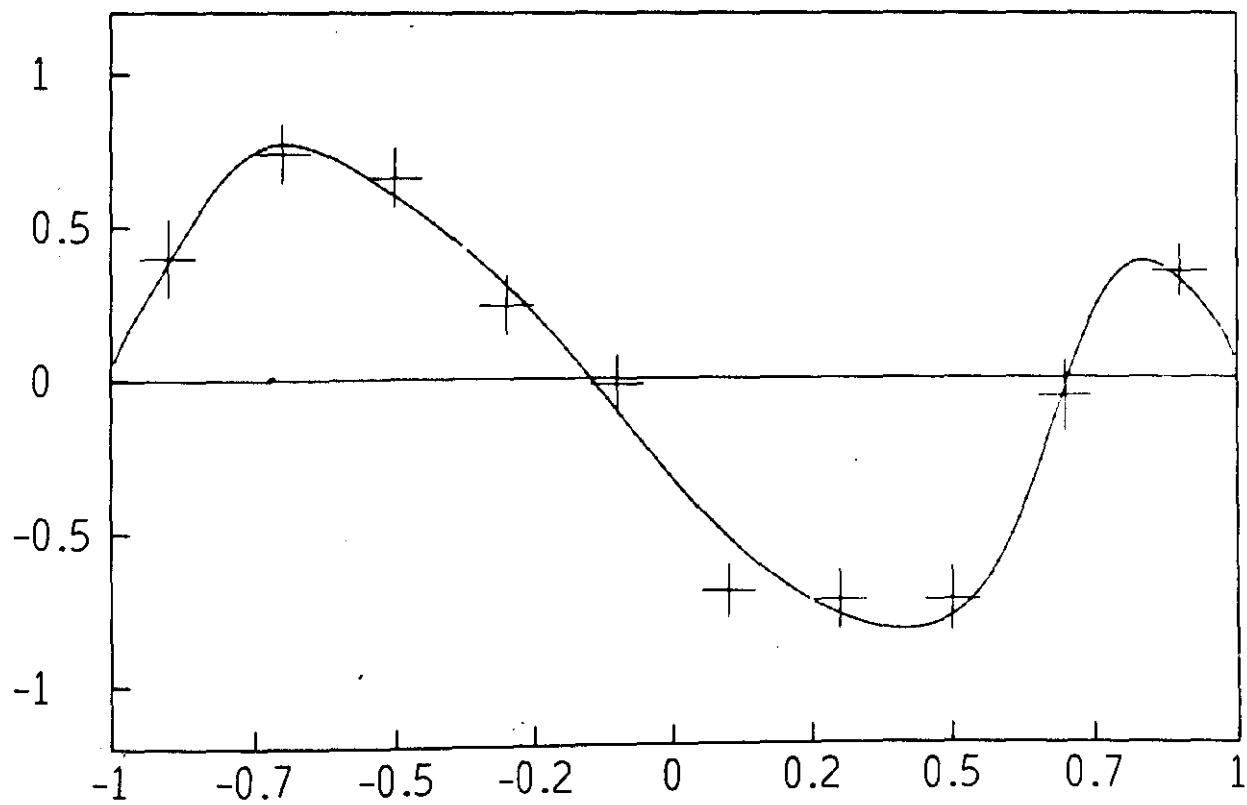


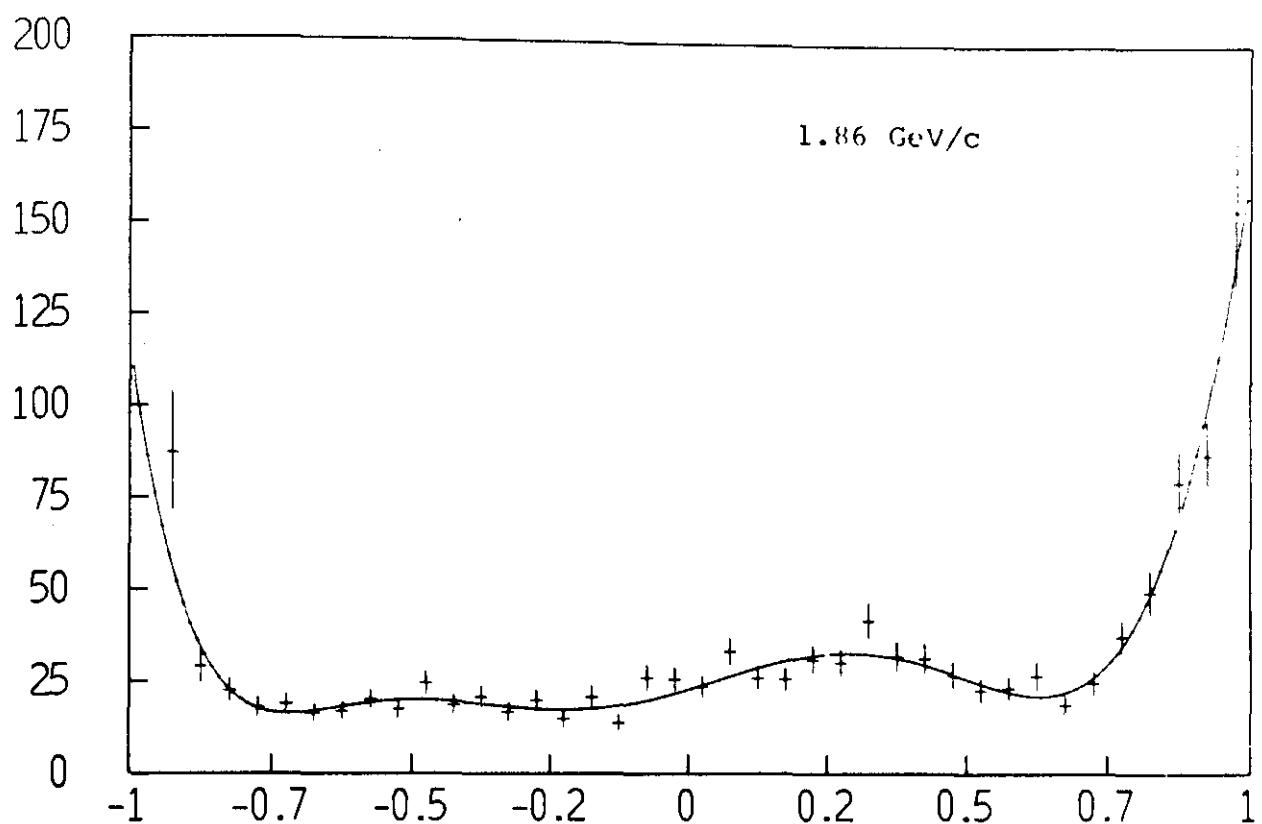
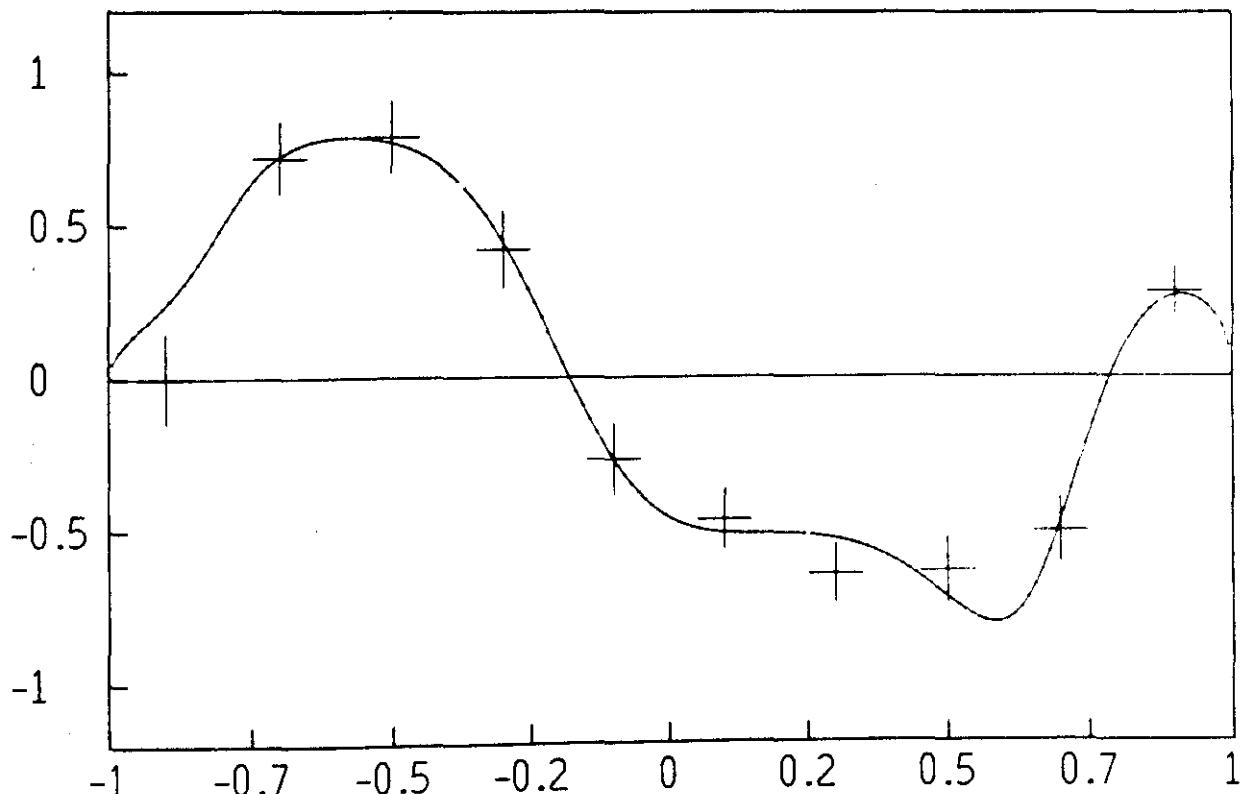
Tablo IV.1

$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\mu\text{b/sr})$

 $\propto P$


 α_P 

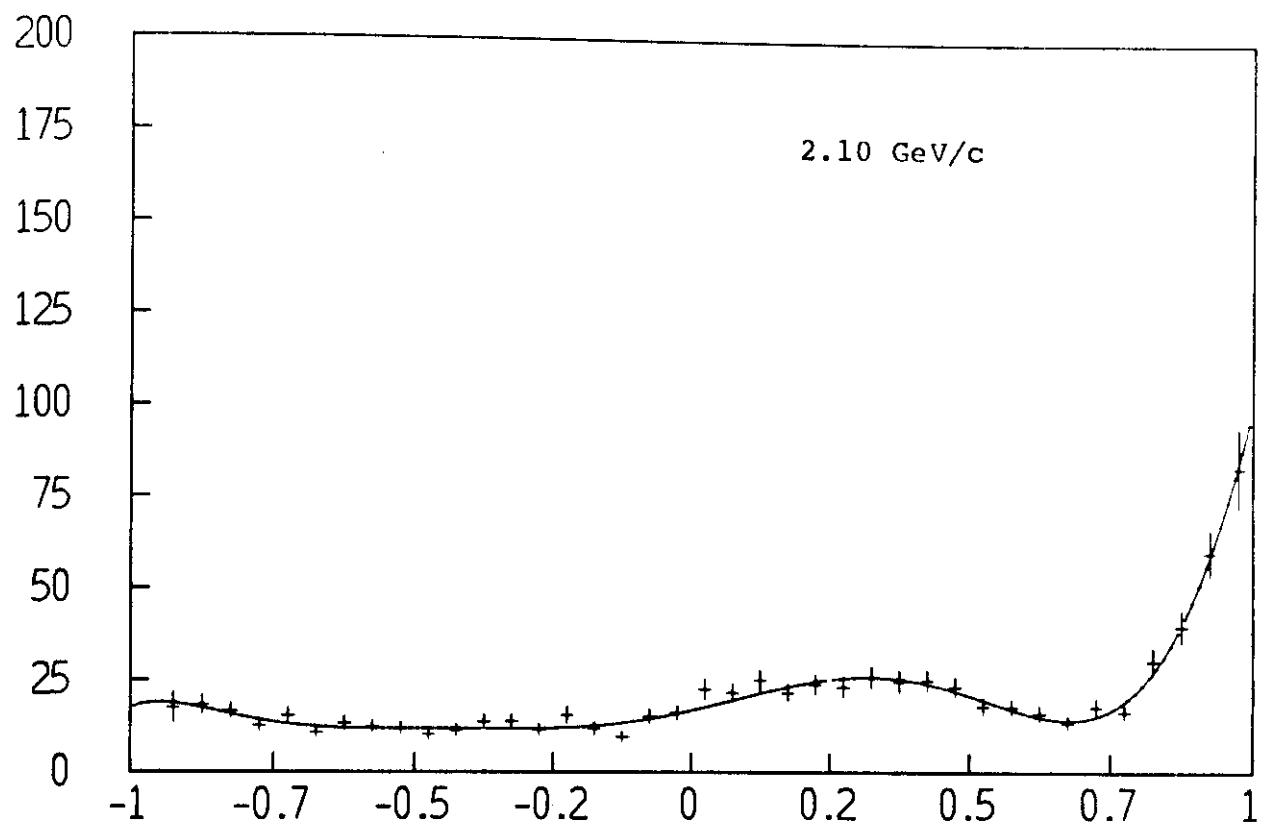
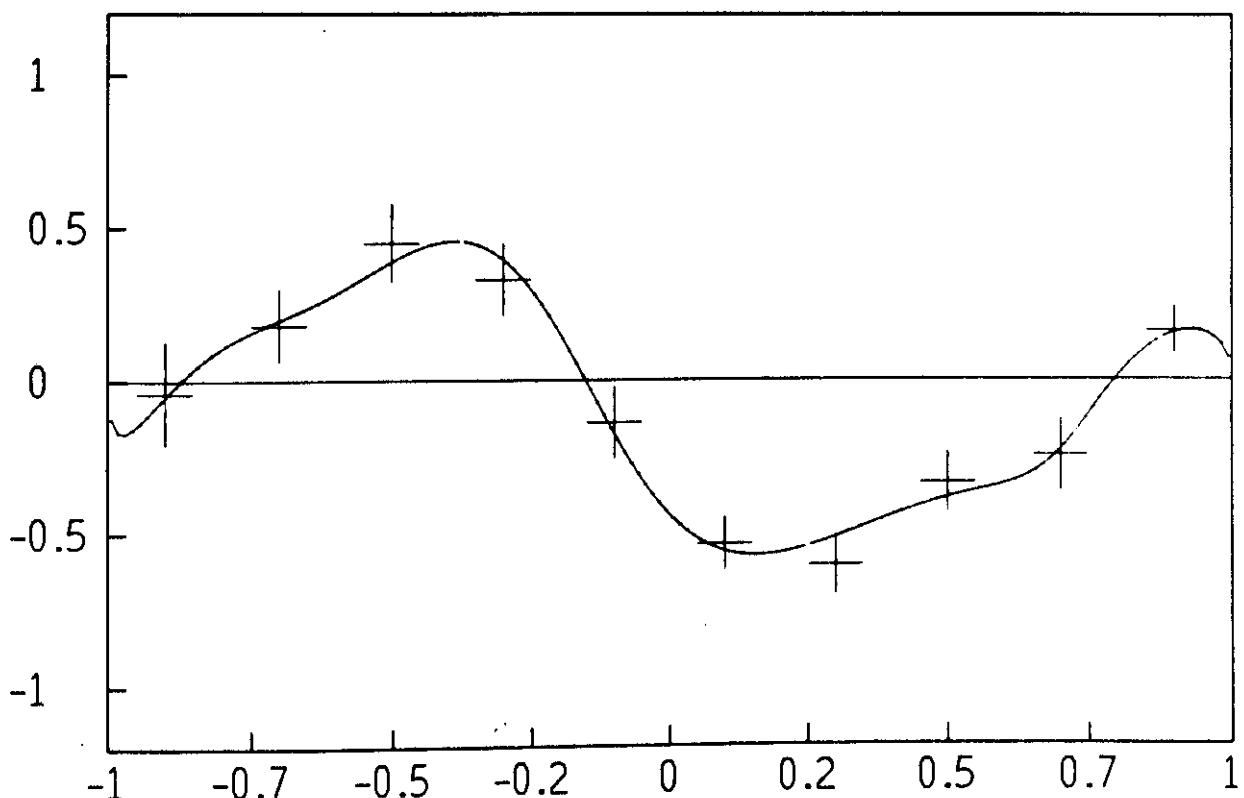
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\mu\text{b/sr})$$


$$\propto P$$


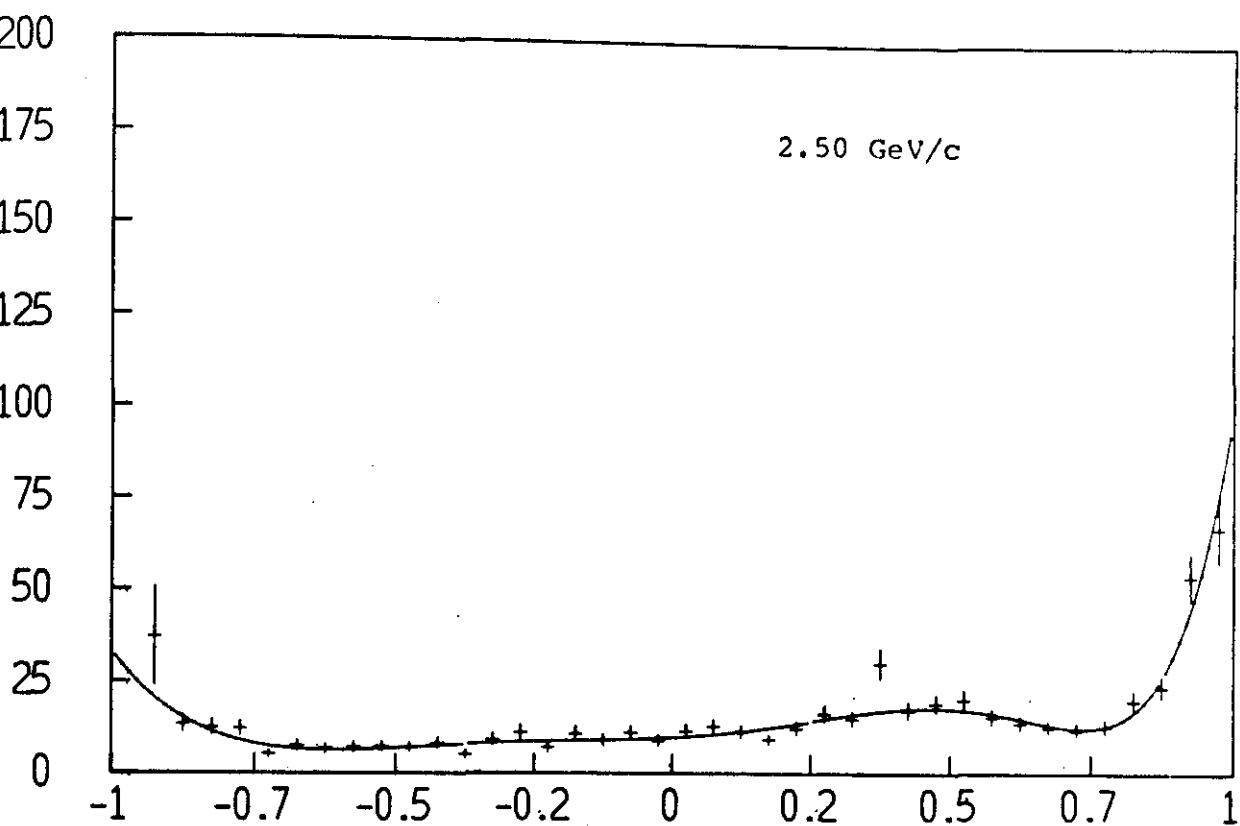
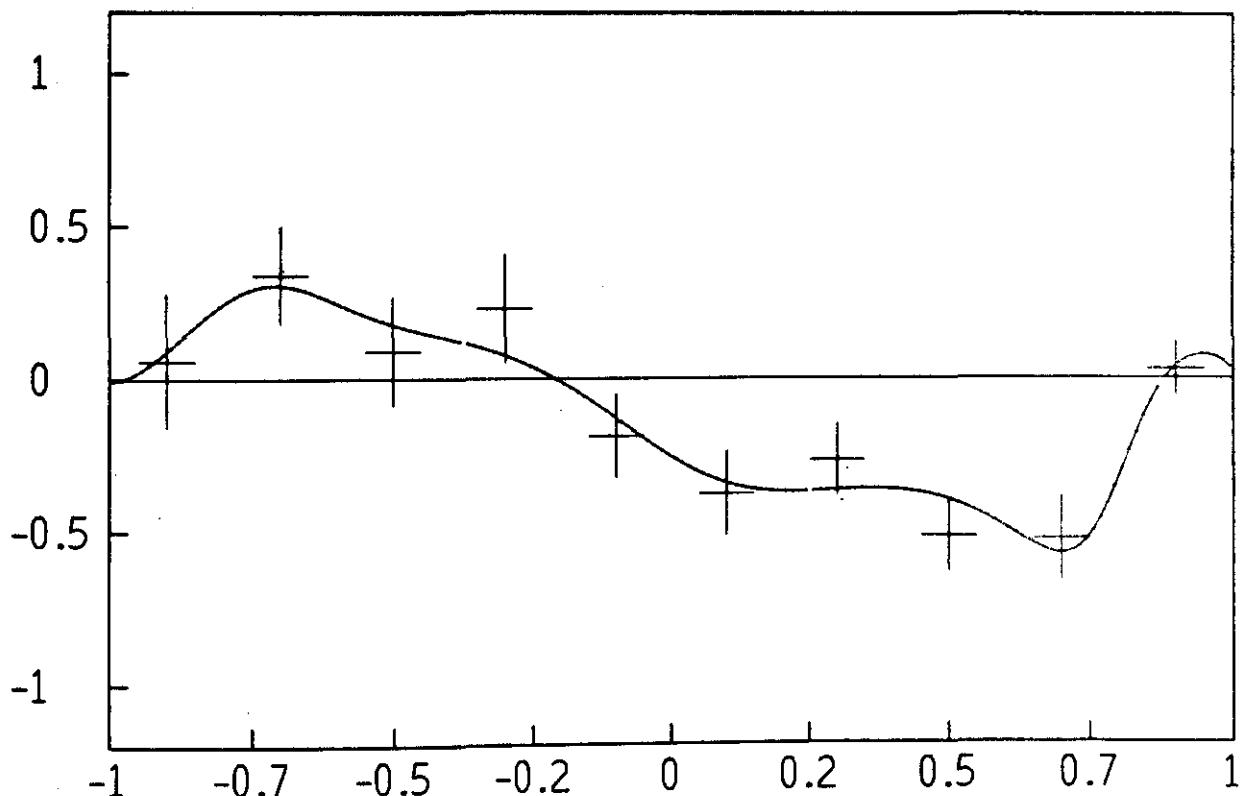
 α_P 

$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\mu b/sr)$

50

 α_P 

Sekil IV.9(e)

$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\mu\text{b/sr})$

 αP


Şekil IV.9 (f)

GeV/c için 6inci mertebeden , 1.86 GeV/c için 7inci mertebeden ve 2.10 , 2.50 GeV/c için 8inci mertebeden terimler gerekmıştır. Şekil IV.9 da görülen eğriler bu açılımlarla elde edilmiştir. Tablo IV.2 ve Tablo IV.3 bu deneyde ölçülen A_n ve B_n katsayılarını göstermektedir. Şekil IV.10 ise A_n nin ve ölçülen toplam tesir kesidi σ nin , \sqrt{s} nin fonksiyonu olarak , grafikleridir. Bir karşılaştırma için referans 6 daki A_n grafikleri Şekil IV.11 de verilmiştir.

Bir ön analiz olarak , ölçülen A_n ve B_n katsayılarından kısmî dalga genlikleri tayin edilmek istenmiştir. Bu analizde ilk dört momentum için faz (ϕ) , $\Delta(1950) F_{37}$ rezonansına bir Breit-Wigner formu verilerek tesbit edilmiştir. Her momentumda birkaç çözüm bulunmuşsa da bunların hiçbirini egzotik bir rezonansın varlığına işaret etmemektedir. Deneyin tüm datasının analizi henüz bitmediği için bu konudaki kesin sonuca daha sonra varılacaktır.

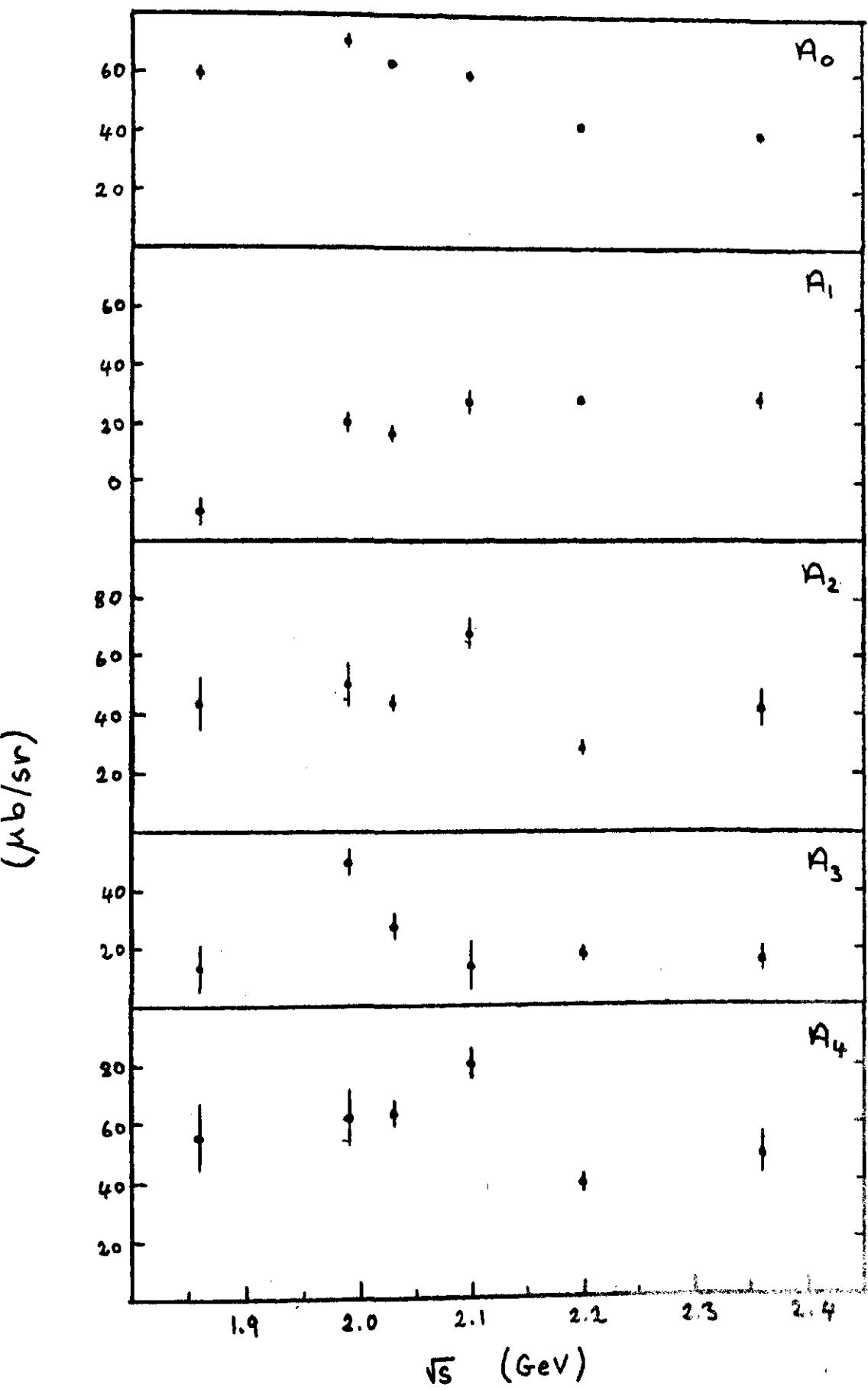
Yazarın bütün bu sonuçlara ilâve bir önerisi de şudur: Gerek A_0 eğrisinin 1.86 GeV/c momentumuna tekabül eden $\sqrt{s} = 2.1$ GeV değerinde yaptığı omuz gerekse A_2 , A_4 , A_6 eğrilerinin yine bu değerde birer lokal maksimumları olması bir $\Delta(2100)$ nin varlığına işaret etmektedir. Bu rezonans şimdije kadar hiç gözlenmemiştir. Tüm data kısmî dalga analizine hazır olduğu zaman bu hipotezin doğruluğu test edilecektir.

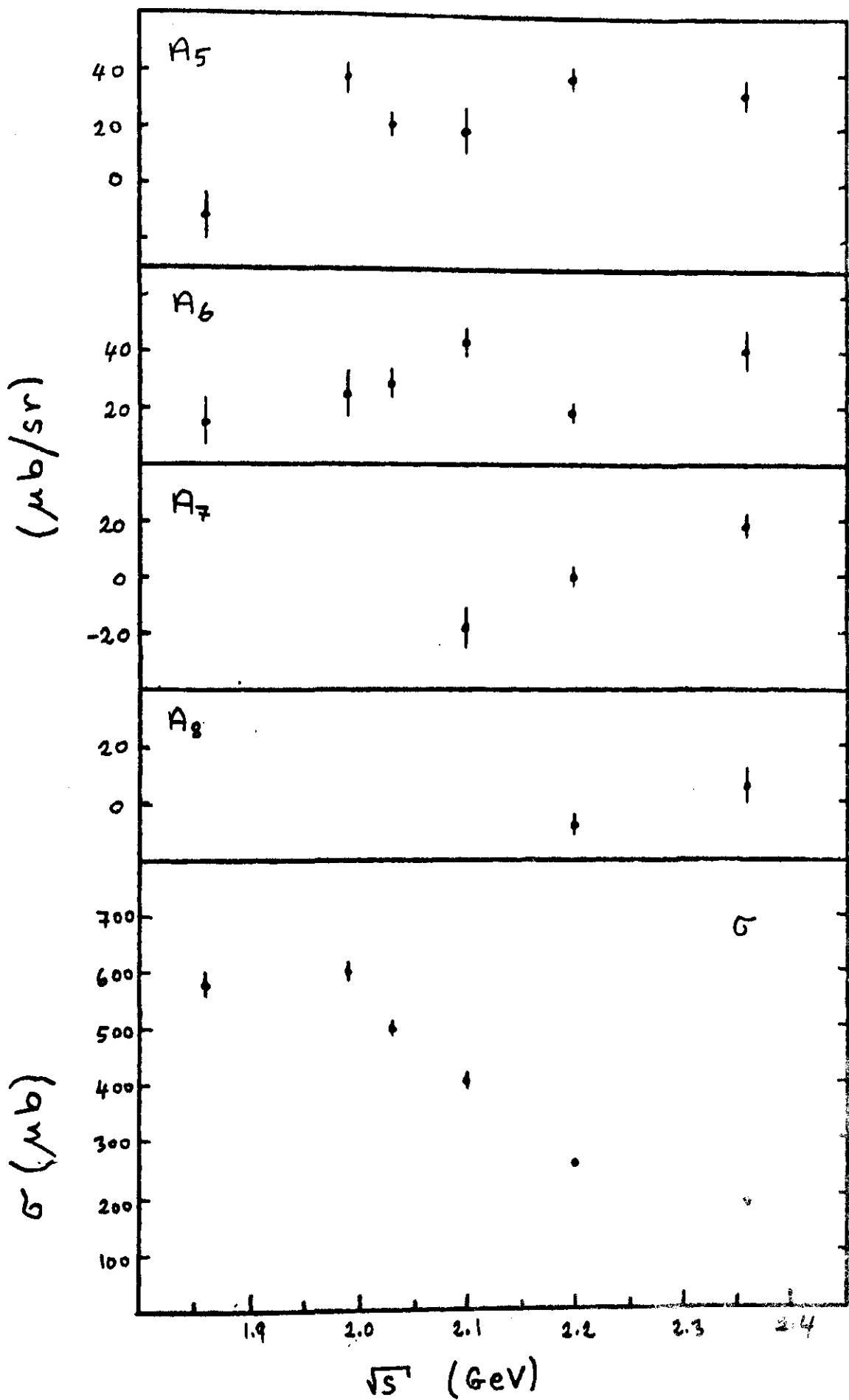
Momentum Gev/c	A_0 mb/sr	A_1 mb/sr	A_2 mb/sr	A_3 mb/sr	A_4 mb/sr	A_5 mb/sr	A_6 mb/sr	A_7 mb/sr	A_8 mb/sr
1.37	0.059 ± 0.002	-0.011 ∓ 0.005	0.043 ∓ 0.009	0.013 ∓ 0.008	0.056 ∓ 0.011	-0.012 ∓ 0.008	0.015 ∓ 0.008		
1.61	0.071 ∓ 0.002	0.020 ∓ 0.003	0.050 ∓ 0.007	0.049 ∓ 0.004	0.062 ∓ 0.009	0.037 ∓ 0.005	0.025 ∓ 0.008		
1.71	0.063 ∓ 0.001	0.016 ∓ 0.002	0.044 ∓ 0.003	0.027 ∓ 0.004	0.063 ∓ 0.004	0.021 ∓ 0.004	0.029 ∓ 0.005		
1.86	0.059 ∓ 0.001	0.027 ∓ 0.004	0.068 ∓ 0.005	0.014 ∓ 0.008	0.080 ∓ 0.005	0.019 ∓ 0.008	0.044 ∓ 0.005	-0.018 ∓ 0.007	
2.10	0.042 ∓ 0.001	0.023 ∓ 0.001	0.028 ∓ 0.002	0.018 ∓ 0.002	0.039 ∓ 0.003	0.038 ∓ 0.003	0.019 ∓ 0.003	0.000 ∓ 0.003	-0.008 ∓ 0.003
2.50	0.039 ∓ 0.001	0.028 ∓ 0.003	0.042 ∓ 0.006	0.016 ∓ 0.004	0.049 ∓ 0.007	0.033 ∓ 0.005	0.041 ∓ 0.007	0.018 ∓ 0.004	0.006 ∓ 0.006

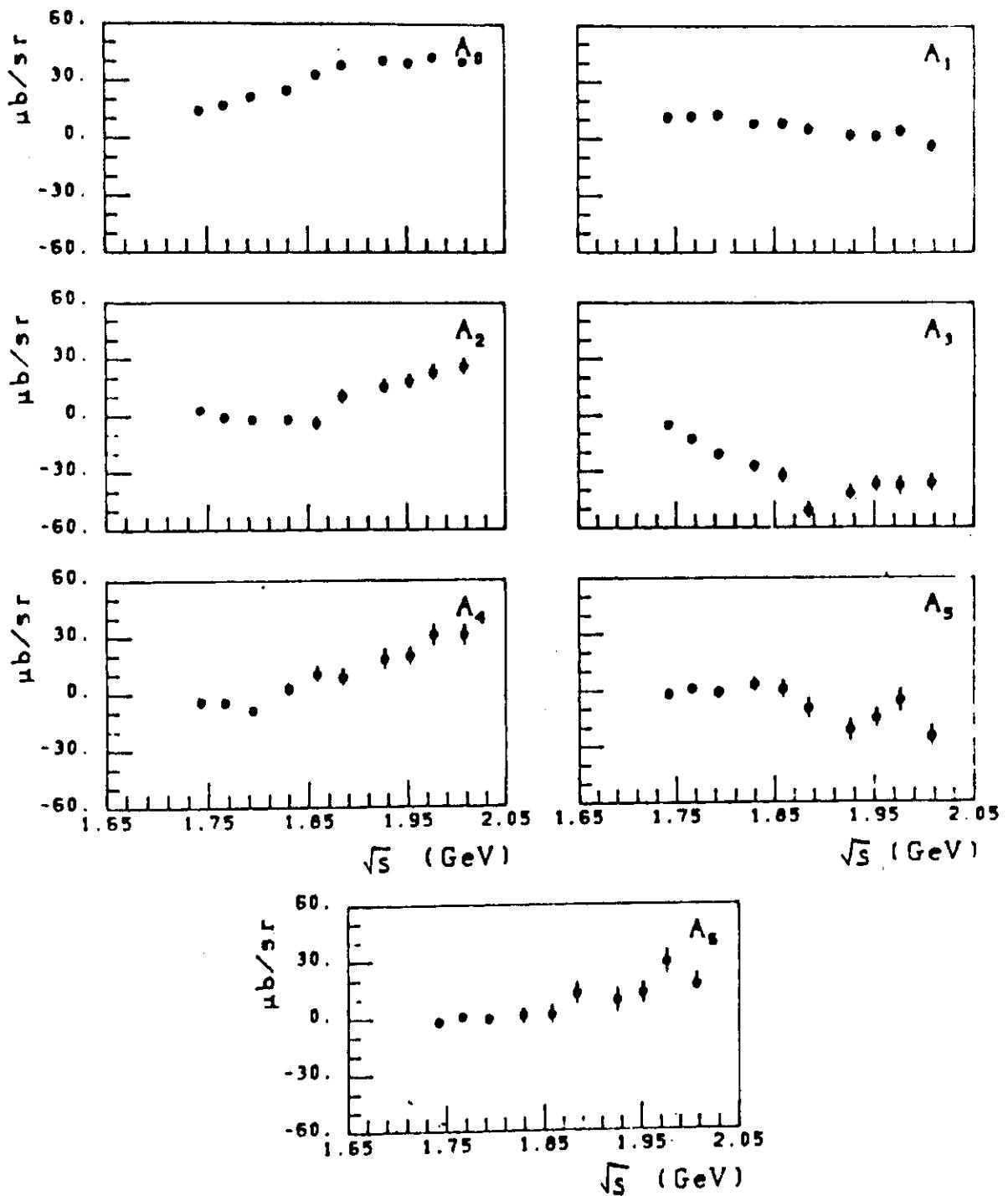
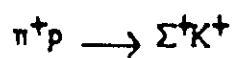
Table IV.2

Momentum GeV/c	B_1 mb/sr	B_2 mb/sr	B_3 mb/sr	B_4 mb/sr	B_5 mb/sr	B_6 mb/sr	B_7 mb/sr	B_8 mb/sr
1.37	-0.007 ∓ 0.003	0.002 ∓ 0.002	-0.004 ∓ 0.002	-0.004 ∓ 0.002	0.004 ∓ 0.002	0.004 ∓ 0.002	0.001 ∓ 0.002	
1.61	0.003 ∓ 0.003	0.014 ∓ 0.002	-0.011 ∓ 0.002	-0.009 ∓ 0.002	0.000 ∓ 0.002	0.000 ∓ 0.002	-0.001 ∓ 0.002	
1.71	0.002 ∓ 0.002	0.014 ∓ 0.002	-0.014 ∓ 0.002	-0.008 ∓ 0.002	-0.000 ∓ 0.001	0.000 ∓ 0.001	0.001 ∓ 0.001	
1.95	0.007 ∓ 0.002	0.013 ∓ 0.002	-0.006 ∓ 0.001	-0.009 ∓ 0.002	-0.002 ∓ 0.001	-0.002 ∓ 0.001	-0.002 ∓ 0.001	-0.002 ∓ 0.007
2.10	0.009 ∓ 0.002	0.005 ∓ 0.001	-0.004 ∓ 0.002	-0.005 ∓ 0.001	0.001 ∓ 0.001	0.001 ∓ 0.001	-0.001 ∓ 0.001	-0.000 ∓ 0.004
2.50	0.009 ∓ 0.002	0.002 ∓ 0.001	0.001 ∓ 0.001	-0.002 ∓ 0.001	-0.001 ∓ 0.001	0.001 ∓ 0.001	0.000 ∓ 0.001	-0.001 ∓ 0.001

Table IV.3







Şekil IV.11

REFERANSLAR

1. G. Charpak, "Evolution of the Automatic Spark Chambers", CERN yayını (1970).
2. "Review of Particle Properties", Reviews of Modern Physics 52, No:2 (1980).
V. Flaminio et. al., "Compilation of cross-sections in π^+ and π^- induced reactions", CERN-HERA 79-01 yayını (1979).
3. M. Ferro-Luzzi, CERN raporu 68-23, cilt:2 (1968).
4. Y. Pan and L. Foreman, Nuclear Physics B16 (1970) 61.
5. G.E. Kalman et. al., Physical Review D2 (1970) 1824 ve D4 (1971) 916.
6. Ph. Livanos et. al., Toronto Baryon 1980 Konferansı, tebliğ.
7. B.T. Feld, "Models of Elementary Particles", Blaisdell Publishing Company, London (1971)
8. H. Wind, Nuclear Instruments and Methods 115 (1974) 431 ve 1972 CERN School of Computing tebliği.
9. G. Höhler et. al., Toronto Baryon 1980 Konferansı tebliği, Karlsruhe Üniversitesi preprinti TKP 78-11 (1979) ve özel haberleşme.
10. R. E. Cutkosky et. al., Lawrence Berkeley Laboratory raporu No:8553 (1979) ve özel haberleşme.
11. K. Abe et. al., Physical Review D10 (1974) 3556.
12. G.E. Kalman et. al., Physical Review D4 (1971) 676.
13. D.J. Bardsley et. al., Topical Conference on Baryon Resonances, Oxford, 1976, tebliğ.
14. R.J. Ott et. al., Physical Review D16 (1977) 2699.