

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI XALQ TA'LIMI VAZIRLIGI
ABDULLA QODIRIY NOMLI JIZZAX DAVLAT
PEDAGOGIKA INSTITUTI**

**“FIZIKA O`QITISH METODIKASI”
KAFEDRASI**

“Himoya qilishga ruxsat beraman”
Fizika-matematika fakul'teti dekani
_____ Qurbonov E.
“ _____ ” _____ 2015 y.

5110200 – Fizika-astronomiya yo`nalishi bo`yicha bakalavr darajasini olish
uchun

**“IMPULSI 4,2 GEV/C nuklon BO'LGAN MARKAZIY CC-
TA'SIRLASHUVLARIDA HOSIL BO'LGAN PROTONLAR
XUSUSIYATLARINI O'RGANISH”**

mavzusida bajarilgan

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Bajaruvchi: Ortiqov Mirzohid
Ilmiy rahbar: : f.-m.f.d., prof. Olimov. Q.

Ishni himoyaga tavsiya etaman: **f.-m.f.d., prof. Olimov. Q.**

(ilmiv rahbar ismi va sharifi)

(imzo)

BMI “ Umumiy fizika” kafedrasi yig'ilishi qarori bilan
(Qaror № _____. _____, 2014 y) himoyaga tavsiya etilgan.

Kafedra mudiri: prof . R.N. Bekmirzayev
(Ismi va sharifi)

(imzo)

JIZZAX – 2015

M U N D A R I J A

	KIRISH.....	3
I BOB.	ADRON-YADRO VA YADRO-YADRO REAKSIYALARIDA IKKILAMCHI ZARRALARNING HOSIL BO'LISH JARAYONLARI	7
	1.1. Yadro reaksiyalari va saqlanuvchi kattaliklar.....	7
	1.2. Ikkilamchi zarralar uchun kinematik kattaliklar.	13
	1.3. Yadro reaksiyalari uchun ichki kaskadi modeli	15
	1.4. Yuqori energiyali adron-yadro va yadro-yadro to'qnashuvlari uchun Kvark-glyuonlar tori modeli (KGTM).....	16
II BOB.	TAJIRIBA QURILMASI VA STATISTIK MATERIAL TO'PLASH	26
	2.1. Zarralar va yadrolarni yuqori energiyalarda tezlashtirish....	26
	2.2. Sinxrofazatron va uning ishlash prinsipi.	31
	2.3. Pufakchali kameralar va ularda yadroviy reaksiyalar yuz bergan voqealarni o'rganish.	32
	2.4. DTPK yordamida suratga olingan voqealarni tahlil qilish va tajriba ma'lumotlarini to'plash.....	37
III BOB.	TAJIRIBA VA NAZARIY HISOBLAR NATIJALARINING TAHLILI	44
	3.1. CC-to'qnashuvlarda protonlarning impuls bo'yicha taqsimotlar.....	46
	3.2. CC-to'qnashuvlarda protonlarning tezkorlik bo'yicha taqsimotlari	49
	XULOSA.....	53
	FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR.....	54

KIRISH

Respublikamizda «Ta'lim to'g'risidagi qonun» va «Milliy dastur» qabul qilingandan keyin fan va ta'lim yo'nalishlari belgilanib har bir yo'nalishlar bo'yicha davlat ta'lim standartlari belgilab olindi. Oldimizda turgan muhim vazifalardan biri bo'lib, ta'lim jarayonini fanda yaratilayotgan keyingi yangiliklar bilan birga qo'shib olib borish hisoblanadi.

Hozirgi kunda fanda elementar zarralar fizikasi bo'yicha olib borilayotgan tadqiqotlar eng dolzarb yo'nalishlardan hisoblanadi. Bu tadqiqotlar materiyaning tuzilishini bilishda katta ahamiyatga egadir. Bugungi kunda ilmiy-tadqiqot ishlariga EHM larni qo'llash ham eng dolzarb masala hisoblanib, bu ish unumini yanada tezlashtiradi.

Mavzuning dolzarbligi. Kuchli o'zaro ta'sirlashuvlarning xususiyatlarini tajribaviy va nazariy o'rganish atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi fanining asosiy fundamental muammolaridan biridir.

Adronlarning to'qnashuvlarini bugungi kunda ular tarkibidagi kvarklar va glyuonlarning o'zaro ta'sirlashuvlari deb qarash va so'ngra adronizatsiyalanuvchi kvarklar va glyuonlar hosil bo'lishiga olib keluvchi jarayonlar deb qaraladi.

Adronizatsiyalanish natijasida klasterlar hosil bo'ladi (adronlarning rezonans va yanada yuqori uyg'onishi) va bular keyinchalik real adronlarga aylanadi. Shunday qilib to'plamchilik tug'ulishi jarayonlarida zarrachalar generatsiyasi hodisasini o'rganish adronlarning kvark-glyuon tuzilishi muammosi bilan qattiq bog'liqdir va shuning bilan birgalikda kuchli o'zaro tasirlar dinamikasiga bog'liqdir. Yuqori energiyalarda zarrachalarning tug'ulishi yadro o'lchamlari tartibidagi masofalarda yuz beradi. Shuning uchun yadro zarrachalarning ko'plamchilik generatsiyasi jarayonining rivojlanishi yuz beruvchi fazo-vaqt analizatori sifatida qaraladi.

Relyativistik adronlar va yadrolarning yadrolar bilan o'zaro tasirlashuv jarayonlarini o'rganish adronlar tarkibiy qismini tadqiq qilishning effektiv usulidir.

Protonlar va pionlar uchun adron-yadro va yadro-yadro to'qnashuvlarida zarrachalar ko'plamchilik generatsiyasini energiyaning keng sohasida bir vaqtda tadqiq qilish elementar aktda noelastik jarayonlar uchun mukammal malumotlar olish imkonini beradi va shuningdek kuchli o'zaro tasirlashuv haqida ham malumotlar beradi. Noelastik adronli jarayonlar va ularning adronlar tuzulishi bilan bog'liqligi hodisalarni o'rganish nazariy modellarni rivojlantirish va kuchli o'zaro tasirlashuv nazariyasini qurish uchun juda muhimdir.

Relyativistik yadrolarning o'zaro tasirlashuv jarayonlari va zarrachalar ko'plamchilik generatsiyasini nazariy va eksperimental o'rganish ushbu bobning asosiy maqsadidir.

Bunday hodisalarni o'rganishning asosiy usuli adron-adron, adron-yadro hamda yadro-yadro to'qnashuvlarni tahlil qilishdan iborat. Yuqori energiyalarda ko'plab yangi elementar zarrachalarni tug'ilishi kuzatiladi. Bu hol birlamchi zarracha kinetik energiyasini adron materiyasiga aylanishidir.

Bu hodisa bevosita elementar zarracha tuzulishi, vakuum xususiyatlari, zarrachaning massaga ega bo'lishi (Higgs-bozonning amal qilishi), adron materiyasining temperature va zichlik bo'yicha fazaviy o'tishlari va h.k lar bilan bog'liq muammolarga aloqadordir. Ushbu ish zarrachalarning nuklonlar va yadrolarda ko'plamchilik generatsiyasini o'rganishga bag'ishlangan bo'lib bu yuqori energiyalar va elementar zarralar fizikasining eng muhim muammolaridan biridir.

Ushbu malakaviy bitiruv ishining birinchi maqsadi 4,2 GeV/c impulsli uglerod-uglerod noelastik to'qnashuvlarida hosil bo'lgan ikkilamchi zaryadlangan zarrachalarning kinematik xarakteristikalarini hisoblash va olingan natjalar asosida CC-to'qnashuvlarda yuz beruvchi nuklon-yadro va yadro-yadro reaksiyalari mexanizmini o'rganishdan iboratdir.

Tadqiqotning maqsadi va vazifalari: 4,2 GeV/c impulsli uglerod yadrolarining pufakchali kamera ishchi moddasi bo'lgan propan bilan

to'qnashuvlaridan, ya'ni $C(C_3H_8)$ to'qnashuvlardan CC-o'zaro ta'sirlashuvlarni ajratib olish, umumiy CC-o'zaro ta'sirlashuvlardan markaziy o'zaro ta'sirlashuvlarni tanlash va ajratish kriteriyalarini takomillashtirish, to'plangan tajriba statistik materiallarini algoritmik dastur orqali qayta ishlash, reaksiyada hosil bo'luvchi ikkilamchi zarralarning kinematik xarakteristikalarini o'rganish, tahlil qilish va xulosalar qilish.

Tadqiqot ob'yekti va predmeti: SamDU "Atom va yadro fizikasi" kafedrasida ilmiy tadqiqotlar bazasida mavjud bo'lgan, hajmi 500 litr bo'lgan 2 metrli propanli pufakchali kamerani har bir nukloniga to'g'ri keluvchi impuls $4,2 \text{ GeV}/c$ bo'lgan energiyada tezlashtirilgan p, d, He, C yadrolarining propan moddasi bilan to'qnashuvlari jarayonidan suratga olingan kadrlardagi voqealarni o'rganish, reaksiya natijasida hosil bo'lgan ikkilamchi zaryadlangan zarralarni identifikatsiya qilish, ularning impulsi, chiqish burchagi, tezkorligi kabi kinematik o'zgaruvchiularini kompyuter dasturlari orqali hisoblash.

Tadqiqot usuli va uslubiyati: propanli pufakchali kamerada suratga tushirilgan kadrlarni ko'ruv stolida o'rganib chiqish, tanlangan voqealarni chizmalashtirish, maxsus belgilar va kriteriyalar yordamida zarralarni identifikatsiya qilish, o'rganilishi zarur bo'lgan kattaliklar taqsimotlari va spektrlarini olish uchun maxsus algoritmik dastur tuzish, spektator zarrachalarni, impulsi yaxshi o'lchanmagan zarrachalar uchun uslubiy me'yorlardan foydalanish.

Mazkur bitiruv ishi (BMI) **kirish** qismi, 3 bob, ish natijalari bo'yicha xulosa qismi hamda foydalanilgan va tavsiya etilgan adabiyotlar ro'yxatidan iborat. Kirish qismida tanlangan mavzuning yo'nalishi, hozirgi kunda bu sohada mavjud bo'lgan ba'zi muammolar, bu sohada olib borilayotgan ilmiy tadqiqotlar va ularning dolzarbligi ko'rsatilgan va asoslangan.

Malakaviy bitiruv ishining **I-bobi** yuqori energiyali yadro-yadro to'qnashuvlari nazariyasi ga bag'ishlangan.

Ushbu malakaviy bitiruv ishida bajarilgan tajriba statistik ma'lumotlarini qayta ishlash natijalari Dubna ichki kaskadi modeli Kvarq-gluyonlar tori model(KGTM) hisoblari bilan solishtirilgan.

II-bob ushbu malakaviy bitiruv ishi rejasi bo'yicha bo'yicha o'tkazilishi lozim bo'lgan tajriba ma'lumotlarini to'plash vositasi bo'lgan tajriba qurilmasi – 500 litr hajmli propanli kamera, uning ishlash prinsipi hamda tajriba statistik ma'lumotlarini to'plash jarayonlari va uslubiga bag'ishlangan. Tajriba qurilmasining tafsilotlari, tasmalarni qarash bosqichlari va ma'lumotlar to'plami – DSTni tayyorlash ishlari bayon qilingan.

III-bobda tajribada to'plangan statistik ma'lumotlarni malakaviy bitiruv ishi mavzusi bo'yicha qo'yilgan muammo va mavzu bo'yicha qayta ishlash dasturi keltirilgan va olingan tajriba natijalari nazariy model hisoblari bilan solishtirilgan hamda solishtirish natijalari tahlil etilgan.

Ishning xulosa qismida bajarilgan ishlar, olingan tadqiqotlar natijalari umumlashtirilgan.

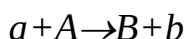
I BOB. ADRON-YADRO VA YADRO-YADRO REAKSIYALARIDA IKKILAMCHI ZARRALARNING HOSIL BO'LISH JARAYONLARI

1.1. Yadro reaksiyalari va saqlanuvchi kattaliklar

Zarralarning zarralar bilan, zarralarning yadrolar bilan, yadrolarning yadrolar bilan yadro masshtabida ($\sim 10^{-13}\text{sm}$) intensiv ta'sirlashuvi yadrolar tarkibini o'zgartishga olib kelsa yadro reaksiyalari amalga oshgan bo'ladi[3-6].

Yadro reaksiyasida energiya, impuls yadroda qayta taqsimlangan bo'ladi. Reaksiyalar kuchli, elektromagnit, kuchsiz ta'sirlashuvlarga ko'ra amalga oshishi mumkin.

Reaksiyalar zaryadli, zaryadsiz zarralar, fotonlar ta'sirlashuvlariga ko'ra bo'ladilar. Barcha reaksiyalar saqlanish qonunlarining bajarilishi bilan ro'y beradi.



Reaksiya kanallari chiqish ehtimoliyatlariga ko'ra ularga ruxsat etilgan yoki cheklashlarga sabab bo'ladigan kvant xarakteristikalarini aniqlash imkonini beradi.

Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari to'la bajarilishligi reaksiyada qatnashayotgan zarralar yoki yadrolar xarakteristikalarini yuqori aniqlikda aniqlash imkonini beradi (masalan: impulsi, zaryadi, juftligi va h.k.).

Yadro reaksiyalari ta'sirlashuv energiyasiga, reaksiyani yuzaga keltirayotgan zarraning turiga, xossalariga hamda yadroning massa soniga, reaksiyaning borish mexanizmiga, reaksiya energiyasiga va h.k. qarab tavsiflanadi.

Reaksiyaga kirishayotgan zarralarning turiga qarab reaksiyalarni n, zaryadli zarralar, γ -fotonlar reaksiyalari deb ataladi.

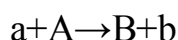
Ta'sirlashuv mexanizmi nuqtai nazaridan reaksiyalar ikki sinfga: kompaund yadro hosil qilish va bevosita o'zaro ta'sirli reaksiyalarga bo'linadi.

Yadro reaksiyalarining har xil xususiyatlarini aniqlashda saqlanish qonunlari muhim o'rin tutadi. Biz quyida eng asosiy saqlanish qonunlari ustida to'xtalib o'tamiz.

1. Elektr zaryadining saqlanish qonuni. Beistisno har bir yadro reaksiyalarida reaksiyaga kiruvchilarning to'la elektr zaryadi reaksiya mahsulotlarining to'la elektr zaryadiga teng.

2. Nuklonlar to'la soning saqlanish qonuni. Agar yadro reaksiyalari jarayonida antinuklonlar qatnashmasa yoki vujudga kelmasa, reaksiyaga kiruvchi nuklonlarning to'la soni reaksiya o'tishi jarayonida saqlanadi.

3. Energiyaning saqlanish qonuni. Ma'lumki har qanday yopiq sistema uchun energiya, to'la impuls va impuls momenti saqlanadi. Yadro reaksiyalari jarayonida bu klassik fizika qonunlarining hammasi o'rinlidir. Tabiatdagi eng kuchli o'zaro ta'sirlar ostida o'tadigan yadro reaksiyalari jarayonida ajralib chiquvchi yoki zarur bo'lgan tashqi energiyaning miqdori shunchalik katta bo'ladiki, ba'zan ular reaksiyaga kiruvchi, zarra va yadrolarning tinchlikdagi energiyalariga nisbatan sezilarli darajada katta bo'lishi mumkin. Shuning uchun, yadro reaksiyalarida energiyaning saqlanish qonuni eng umumiy ko'rinishda ta'riflash zarur. Quyidagi



reaksiya uchun energiyaning saqlanish qonuni

$$(m_a + m_A)c^2 + T_a + T_A = (m_b + m_B)c^2 + T_b + T_B \quad (1.1.1)$$

ko'rinishida yoziladi. Reaksiya jarayonida A yadroning B yadroga aylanishi ularning tinch holatdagi energiyalarining, ya'ni ichki energiyalarining o'zgarishi natijasida ro'y beradi. Energiyaning saqlanish qonuni asosida reaksiya energiyasi uchun

$$Q = (T_b + T_B) - (T_a + T_A) = (m_a + m_A)c^2 - (m_b + m_B)c^2 \quad (1.1.2)$$

tenglikni hosil qilamiz, bu yerda T_a , T_b , T_A , T_B – mos zarralarning kinetik energiyalari, $Q>0$ bo'lganda (2) formulaga binoan reaksiya jarayonida A yadroning B yadroga aylanishi ularning tinch holatdagi energiyaning kamayishi hisobiga kinetik energiya ortadi. Reaksiya natijasida energiya ajralib chiqadi, ya'ni jarayon ekzotermik bo'ladi. Neytral a zarraning har qanday energiyasida ham reaksiya yuz

berishi mumkin. Zaryadlangan zarralar uchun ularning energiyalari kulon to'sig'i potensialini yengish uchun yetarli bo'lganidagina reaksiya amalga oshadi.

Agar $Q < 0$ bo'lsa (endotermik reaksiya), reaksiya kinetik energiyaning kamayishi hisobiga tinch holatdagi energiyaning oshishi bilan o'tadi. Bunday reaksiya reaksiyaga kiruvchi a zarraning kinetik energiyasi ma'lum qiymatdan katta bo'lgan holatdagina ro'y berishi mumkin. (1) formuladan ko'ramizki, endotermik jarayonda reaksiya mahsuloti massasining yig'indisi reaksiyaga kiruvchi zarralar massasining yig'indisidan katta bo'ladi. Bu, albatta, to'qnashuvchi zarralar kinetik energiyasining kamayib, tinchlikdagi energiyaga aylanishi hisobiga yuz beradi.

(1) formulaga ko'ra energiyaning saqlanish qonuni quydagicha yoziladi:

$$(m_a + m_A)c^2 = (m_b + m_B)c^2 + Q \quad (1.1.3)$$

(3) formulani tajribada bevosita tekshirib ko'rish mumkin. Tajribada reaksiyada qatnashuvchi hamma zarralarning massasini massa-spektrometr orqali aniq o'lchash mumkin. Reaksiya energiyasi Q ni esa reaksiyaga kiruvchi zarralarning va reaksiya mahsuloti zarralarning kinetik energiyalarini bilgan holda o'lchash mumkin. Shu yo'sinda o'tkazilgan tajribalar (3) formulani juda katta aniqlikda bajarilishini tasdiqladi. Shuning uchun (3) formula, o'z navbatida zarralarning massasini yoki reaksiya energiyasini aniqlashda asos bo'la oladi. Chunonchi, agar reaksiyada qatnashuvchi to'rtta (a, A, B, b) zarradan birortasining massasi noma'lum bo'lsa, uni qolgan zarralarning ma'lum massasi va reaksiya energiyasi Q orqali aniqlash mumkin.

Zarralarning massasini (3) formulaga asoslanib mazkur usulda aniqlash o'zining aniqligi jihatidan massasi massa-spektrometrdan qolishmaydi. Shuning uchun zarralar massasini bu xolda mikrodunyo fizikasida keng qo'llaniladi. Xususan, neytronning massasi birinchi bor xuddi shu energiyaning saqlanish qonuniga asosan o'lchangan.

Energiyaning saqlanish qonuni universaldir, lekin uni tajribada faqat yadro reaksiyalari uchungina tekshirib ko'rish mumkin. Ximiyaviy reaksiyalarda, ya'ni

molekulyar jarayonlarda reaksiya energiyasi shu darajada kichikki, uning absolyut qiymati molekulalar massasini hatto eng zamonaviy usullar orqali o'lchashdagi xolatdan ham ancha kichikdir.

Agar $Q=0$ bo'lsa, elastik sochilish bo'ladi. Bu holda to'la energiyaning saqlanish qonuni (3) gina emas, balki kinetik energiyaning va demak, zarralarning tinchlikdagi energiyasining, yangi zarralar massasining ham saqlanish qonuni o'rinli bo'ladi.

4. Impulsning saqlanish qonuni. Reaksiyaga kiruvchi zarralarning to'la impulsi reaksiya mahsuloti zarralarning to'la impulsiga teng bo'ladi (3) formulaga binoan

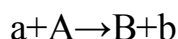
$$\vec{P}_a + \vec{P}_A = \vec{P}_B + \vec{P}_b \quad (1.1.4)$$

Odatda, tajribada vaqtida (laboratoriya sistemasida) nishon-yadro harakatsiz bo'ladi, ya'ni $\vec{P}_A = 0$. Shuning uchun laboratoriya sistemasida impulsning saqlanish qonuni(1.3.5) quydagicha yoziladi:

$$\vec{P}_a = \vec{P}_b + \vec{P}_B \quad (1.1.5)$$

Impulsining absolyut qiymati magnit spektrometr yordamida yoki energiyani bilgan holda energiya va impuls orasidagi $E^2 = P^2 c^2 + m^2 c^4$ bog'lanishdan foydalanib aniqlash mumkin. Impuls vektorlari orasidagi burchaklar esa zarralarning maxsus fotoplastinkadagi izlarini kuzatish yo'li bilan aniqlanadi.

Energiya va impulsning saqlanish qonunlari asosida reaksiya mahsulotlarining energetik va burchak taqsimotlari orasidagi bog'lanishlarni aniqlashimiz mumkin. Laboratoriya sistemasida



jarayonni ko'raylik (1-rasm). Bu jarayon uchun energiyaning saqlanish qonuni quydagicha yoziladi:

$$\frac{m_a g_a^2}{2} = \frac{m_b g_b^2}{2} + \frac{m_B g_B^2}{2} - Q \quad (1.1.6)$$

Impulsning saqlanish qonunini x va y o'qlariga proeksiyalar ko'rinishida yozsak,

$$\begin{aligned} m_a g_a &= m_b g_b \cos \varphi + m_B g_B \cos \theta \\ 0 &= m_b g_b \sin \varphi - m_B g_B \sin \theta \end{aligned} \quad (1.1.7)$$

bo'ladi. Bu oxirgi uch tenglamani birgalikda yechib, $g_a, g_b, \varphi, \theta$ kattaliklar uchun har xil bog'lanish ifodasini tuzish mumkin.

Energiya va impulsning saqlanish qonunlarini birgalikda ko'rib, endotermik reaksiyaning o'tish sharoitini aniqlashimiz mumkin. Nishon-yadroga tushayotgan yadrolarning energiyasi zarralarning tinchlikdagi energiyasiga (ya'ni massasiga) aylanadi. Buning uchun kinetik energiyaning qiymati shu energiyadan katta bo'lishi kerak. Laboratoriya sistemasida nishon-yadro harakatsiz holatda bo'lganligi sababli, zarra va nishon-yadrodan iborat sistemaning to'la impulsi zarraning to'la impulsiga teng, ya'ni $\vec{p}_A = 0; \vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_a \neq 0$. Demak, zarra va nishon yadrodan iborat sistema laboratoriya sistemasida harakatda bo'ladi.

Uning inersiya markazining impulsi

$$\vec{p}_1 = (m_a + m_A) g_1^2 = \vec{p}_a = m_a \vec{g}_a$$

va bu harakatga tegishli kinetik energiyasi

$$T_1 = \frac{1}{2} (m_a + m_A) g_1^2 = \frac{\vec{p}_1^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{\vec{p}_a^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{m_a}{m_a + m_A} T_a. \quad (1.1.8)$$

Zarraning kinetik energiyasi $-T_a$ ortishi bilan uning ma'lum qiymatidan boshlab endotermik reaksiya jarayoni boshlanadi. Bu qiymatni, odatda endotermik reaksiya ostonasi deyiladi. (8) formulaga asosan, zarra kinetik energiyasining T_1 qismi sistema kinetik energiyasiga aylanadi. Qolgan qismi esa zarra va yadrodan iborat sistemaning qo'zg'alish energiyasiga, ya'ni reaksiya eneriyasiga sarflanadi.

$$|Q| = T_a - T_a \frac{m_a}{m_a + m_A} = T_a \frac{m_A}{m_a + m_A} \quad (1.1.9)$$

Zarra kinetik energiyasining (9) tenglik bajariladigan qiymati reaksiya ostonasi deb yuritiladi, ya'ni

$$T_{ost} = \frac{m_a + m_A}{m_A} |Q| = \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) |Q| \quad (1.1.10)$$

Shunday qilib, reaksiya ostonasi T_{ost} qiymat jihatidan har doim reaksiya energiyasi Q dan katta bo'lar ekan. Lekin ko'p hollarda nishon-yadroning massasi - m_A zarra massasiga nisbatan katta bo'ladi: $m_A \gg m_a$, shuning uchun ko'pincha reaksiya ostonasi reaksiya energiyasiga qiymat jihatdan deyarli teng bo'ladi:

$T_{ost} \approx |Q|$. Fotonlar ta'sirida o'tadigan endotermik reaksiyada esa $T_{ost} = |Q|$, chunki foton uchun $m_a=0$.

5. Harakat miqdori momentining saqlanish qonuni. Yadro reaksiyalarida ayni vaqtda to'qnashuvchi zarralarning to'la harakat miqdori momenti ham saqlanadi.

$$\vec{I}_1 = \vec{I}_a + \vec{I}_A + \vec{I}_{aA} = \vec{I}_b + \vec{I}_B + \vec{I}_{bB} = \vec{I}_2 \quad (1.1.11)$$

$\vec{I}_a, \vec{I}_b, \vec{I}_A, \vec{I}_B$ - tegishli zarralar va yadrolar spini, $\vec{I}_{aA}, \vec{I}_{bB}$ - tegishli juftlarni harakterlovchi nisbiy harakat uchun orbital moment vektori. Harakat miqdori momentining ma'lum tanlangan yo'nalishiga proeksiyalari uchun ham (11) tenglikka o'xshash ifoda yoza olamiz.

Harakat miqdori momentining saqlanish qonuni past energiyalarda o'tadigan reaksiyalar uchun muhim ahamiyatga ega. Kvant mexanikasiga asosan ikki zarra nisbiy harakatining orbital momenti l faqat diskret qiymatlar qabul qiladi. Masalan, Plank doimiysi $\hbar$ birligida $l=0,1,2,\dots$. agar yadro radiusining chekli ekanligini hisobga olsak, u xolda energiyalarda l ning ma'lum kichik qiymatlaridagina yadro reaksiyasi vujudga kelishi mumkin. L ning bu qiymatlarini yarim klassik yo'l bilan osongina baholash mumkin. Agar ikki zarra: zarra va nishon-yadro uchun nisbiy impulsning kattaligini p deb belgilasak –rasmga binoan harakat miqdori momentining qiymati $L=R_p p$, bunda R - zarra nishon yadroga yaqin kela oladigan eng kichik masofani ko'rsatuvchi parametr (to'qnashuv parametri). Reaksiya R1

faqat yadro radiusi R dan katta bo'lmagan qiymatlaridagina yuz berishi mumkin.

Demak, $CL = \hbar l$ bo'lganidan $l \leq \frac{Rl p}{\hbar} \cdot p < \frac{\hbar}{R}$ holda reaksiya asosan $l=0$, ya'ni s holatdagina o'tadi.

Yadro reaksiyalari jarayonida yana qator boshqa aniq yoki taqribiy bajariladigan saqlanish qonunlari mavjud. Quyida shulardan yana ikkitasiga-juftlik va izotopik spinning saqlanish qonuniga to'xtalib o'tamiz. Yadro reaksiyalari jarayonida juftlikning saqlanish qonuni juda katta aniqlik bilan bajariladi. Qator tajribalar bu saqlanish qonuni kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sir reaksiyasidagina o'rinli ekanligini ko'rsatdi. Juftlikning saqlanish qonuni quyidagicha ifodalanadi:

$$\pi_a \pi_A \cdot (-1)^{l_{aA}} = \pi_b \pi_B (-1)^{l_{bB}} \quad (1.1.12)$$

$\pi_a, \pi_A, \pi_b, \pi_B$ - tegishli zarralar va yadrolarning ichki juftligi.

Atom yadrosining ba'zi xossalari nuklonlarning nuklonlarda sochilishini o'rganishga oid tajribalar jarayonida aniqlash mumkin, masalan, kvant sonlari bir xil bo'lgan hollarda har qanday nuklonlar jufti ($p-p$, $n-p$, $n-n$) orasidagi yadro ta'sirlanish (elektromagnit ta'sir hisobga olinmasa) aynan bir xil bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, mazkur jarayonlarda proton bilan neytronlarni aynan bir xil deb qarash mumkin.

1.2. Ikkilamchi zarralar uchun kinematik kattaliklar

Reaksiyaga kirishayotgan zarralar massasi, energiya va impulsleri qiymatlari to'plami jarayonining kinematikasi nomi bilan yuritiladi. Saqlanish qonunlari reaksiya mahsulotlarining energiya va impulslerinin qiymatlariga ma'lum bir qiymat qo'yadi. Saqlanish qonunlaridan foydalanib, kinematik kattaliklarning boshlang'ich (kirish) va oxirgi (chiqish) kanallaridagi qiymatlari orasidagi bog'lanishlarni topish mumkin.

Yadro reaksiyalarini tavsiflash uchun kuzatuvchiga nisbatan qo'zg'almas va koordinata o'qlari o'lchov uskunalari bilan mahkam bog'langan laboratoriya

sistemasida(L sistema) hamda koordinata o'qlari to'qnashayotgan zarralarning massa markazi bilan mahkam bog'langan massa markazi sistemas(M sistema) qo'llaniladi. Odatda, tajriba ma'lumotlari L sistemada olinadi, reaksiyalarni nazariy tavsiflash uchun esa M sistemada sodda ko'rinishda bo'ladi. Shunday qilib, tajriba bilan nazariyani taqqoslash uchun L sistemada o'lchangan va hisoblangan kattaliklarni M sistemaga o'tkazishga to'g'ri keladi.

Quyidagi nishon qo'zg'almas bo'lgan L sistemadan tezliklarini, energiyalarini, burchaklarni differensial effektiv kesimlarni M sistemaga o'tkazish imkoniyatini beradigan formulalarni keltiramiz. Soddalik uchun norelyativistik zarralarning sochilishiga oid bo'lgan holni ko'raylik. To'qnashayotgan zarralarning massalari m_1 va m_2 bo'lib, ularning M sistemada to'qnashish yuz bergunga qadar va to'qnashish yuz bergandan keyingi tezliklari mos ravishda $\vec{g}_1$, $\vec{g}_2$ va $\vec{g}'_1$, $\vec{g}'_2$ bo'lsin. Tushayotgan zarraning L sistemasidagi tezligini $\vec{g}_0$ va massa markazining tezligini $\vec{g}_M$ bilan belgilasak, u holda

$$\vec{g}_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{g}_0, \quad \vec{g}_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{g}_0 \quad (1.1.13)$$

M massalar markazi sistemasida zarralarning sistemasida zarralarning nisbiy tezliklari $\vec{g}_1 - \vec{g}_2 = \vec{g}_0$, ya'ni to'qnashayotgan zarralarning bu sistemadagi nisbiy tezliklari L sistemada tushayotgan zarralarning tezliklariga teng.

Sochilayotgan zarralarning M va L sistemadagi $\theta_M + \theta$ va θ_L qutb burchaklari orasidagi bog'lanishlarni topish uchun

$$\vec{g}_L = \vec{g}'_M + \vec{g}_M \quad (1.1.14)$$

Vektor tenglamani va

$$\vec{g}_M = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{g}_0 \quad (1.1.15)$$

ekanligini hisobga olsak, unda

$$\operatorname{tg} \theta_L = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta} \quad (16)$$

Bog'lanishni hosil qilish mumkin, bu yerda $\gamma = \frac{m_1}{m_2}$ M va L sistemalardagi energiyalar va differensial effektiv kesimlar orasida

$$E_L = \frac{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1m_2 \cos \theta}{(m_1 + m_2)^2} E_0 \quad (1.1.17)$$

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} = \frac{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \theta)^{3/2}}{1 + \gamma \cos \theta} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.1.18)$$

ko'rinishdagi bog'lanish mavjudligini ko'rsatish ham qiyin emas.

1.3. Yadrolar reaksiyalari uchun ichki kaskad modeli

Ichki yadro kaskad modeli adron yadro o'zaro ta'sirining barcha mavjud bo'lgan modellaridan ancha takomillashganidir. Modelning asosida quyidagi farazlar yotadi:

- a) Ikki adron yadro ketma-ket to'qnashuvi orasidagi vaqt, adron nuklon o'zaro ta'sir vaqtidan ancha katta.
- b) Yadroga tushuvchi zarraning De-Broyl to'lqin uzunligi, yadrodan nuklonlar orasidagi masofadan ancha kichik.
- c) Bu tasavvurlarga asosan adron yadro o'zaro ta'sir ichki yadro nuklonlari bilan birlamchi va ikkilamchi zarralarning ketma-ket va bog'liq bo'lmagan to'qnashishlarining yig'indisi hisoblanadi.

Bu model energiyasi $E \geq 20$ Gev oblastida natija izohlashda qiyinchilikka uchradi, shuning uchun kaskad jarayonini takomillashtirishga to'g'ri keldi. (2)

Shuning uchun quyidagi effektlar e'tiborga olingan.

1. Pauli prinsipi va kichik energiyali ionlarning yadroda so'nishi.
2. Rezonanslarning paydo bo'lishi.

3. Kaskadning rivojlanish protsessida yadro ichki nuklonlar zichligini o'zgarishi.
4. Peshqadam zarralar effekti.
5. Ko'p zarrali o'zaro ta'sir (yadro nuklonlari bilan bir qancha zarrachalarning birdaniga ta'siri).
6. Yadro ichida neytronlar va protonlar har xil taqsimlanishi. Hisoblashlar ko'rsatadiki yuqorida keltirilgan effektlarni e'tiborga olganda ham ichki yadro kaskad modeli tajriba natijalarini tushuntira olmaydi.

Hozirgi paytda qo'llaniladigan bu modelning asosiy farazlari quyidagilar.

Adron hamda o'zaro ta'sir, ichki yadro nuklonlari bilan birlamchi va ikkilamchi zarralarning ketma-ket to'qnashishi umumiy sifatda qaraladi. Shunday qilib, elementar adron nuklon o'zaro ta'sir ko'pchilik va ikkilamchi zarralar inklyuzis spektri haqidagi ma'lumotlar tajriba natijalaridan olinadi.

Bu qilinayotgan ishda nuklonga to'g'ri keluvchi 4,2 GeV /c impulsda tantal va uglerod yadrolari bilan deutronlarning elastik bo'lmagan o'zaro ta'siri hosil bo'lish natijalarini o'rganishga bag'ishlangan.

1.4. Yuqori energiyali adronlarning o'zaro ta'sirlashuvlari uchun kvark-glyuonlar tori modeli (KGTm)

Adronlarni yuqori energiyada tezlashtiruvchi qurilmalarni barpo qilish va reaksiya mahsulotlarini qayd qiluvchi detektorlarni yaratish juda katta xarajatlarni talab etadi. Shu bilan birga eksperiment shartlarini hisobga oluvchi va katta hajmdagi tajriba ma'lumotlarini nazariy hisoblar natijalari bilan solishtirish zaruriyati paydo bo'ldi. Buning oqibatida har xil energiyali adronlarning va yadrolarning to'qnashuvlariga oid ko'p sonli dastur-generatorlar paydo bo'ldi.

Kvark-glyuonlar tori modelining asosi kvant xromodinamikasida jarayonlar amplitudasini va kvarklarning adronlarga o'tishi jarayonlarini ifodalovchi tor tipidagi fenomenologik modellarni $1/N$ –ko'rinishda yoyishga asoslangan. Adronli jarayonlarning amplitudasini $1/N$ kattalik bo'yicha yoyishda (bu yerda N - kvarklar

hidi yoki rangining soni) har xil topologiyali diagrammalar paydo bo'ladi. Yuqori energiyalarda bu diagrammalar Redje xususiyatidagi t-kanalda almashinuv jarayonlariga javob beradi.

Masalan, planar diagrammalar ikkilamchi redjeonlar bilan almashinuvlarga, silindrik diagrammalar esa elastik to'qnashuvlardagi Pomeranchuk qutblariga javob beradi. Va nihoyat, bir necha pomeronlar bilan almashinuvchi jarayonlarga javob beruvchi murakkab topologiyali dasturlar ham mavjud. Bu $\alpha_p > 1$ intersantli pomeronlar bilan bog'lanishda muhim rol o'ynaydi. Chunki ularning sochilish amplitudasiga hissasi energiya oshishi bilan bir barionli almashuvga nisbatan tezroq oshib boradi. Topologik yoyish diagrammalariga kvark-glyuonlar torining paydo bo'lishi va yemirilishiga mos keluvchi fazo-vaqt manzarasi mos qo'yiladi. Bu model orqali hisoblashlar bajarishda kvarklarning bo'ylama impuls bo'yicha taqsimot funksiyasidan hamda kvarklarning har xil asimtotik ko'rinishdagi adronlarga fragmentatsiyalanish funksiyasidan foydalaniladi.

Model tafsiloti

Yuqori energiyalarda adronlarning to'qnashuvlarini modellashtirish uch bosqich bo'yicha olib boriladi:

- 1) Ma'lum sondagi va turdagi kvark-glyuonlar tori paydo bo'lishi jarayonini tanlash;
- 2) Adronlar ko'ndalang impulsining konstituentlar tomonidan olib ketiluvchi qismini va konstituentlar ko'ndalang impulsini aniqlash. Bularni bilgan holda kvark-glyuon torining massasi va impulsini hisoblash mumkin.
- 3) Torning adronlar hosil bo'lishi orqali uzilishini modellashtirish.

1. Ma'lum sondagi va turdagi kvark-glyuon tori paydo bo'luvchi jarayonni tanlash.

1-rasmda yuqori energiyalardagi to'qnashuvlarda modellashtirishda zarracha hosil bo'luvchi jarayonlar ko'rsatilgan. Har bir jarayonning statistik vazni qaralayotgan ichki jarayon uchun ehtimoliyat (kesim) orqali ifodalanadi:

$$w_i(s)=\sigma_i(s)/\sigma_{inel}(s) \quad (1.2.1)$$

bunda $\sigma_{inel}(s) = \sigma_{tot}(s) - \sigma_{el}(s)$, s massa markazi sistemasi (m.m.s.) da berilgan to'la energiya kvadratida adronlar noelastik to'qnashuvlarining kesimi $\sigma_{inel}(s)$ difraksion $\sigma_D(s)$ va nodifraksion $\sigma_{ND}(s)$ to'qnashuvlar kesimiga ajratildi. Adronlarning to'qnashuvlarining to'la kesimi $\sigma_{tot}(s)$ elastik to'qnashuv kesimi $\sigma_{el}(s)$, bir tugunli difraksion dissotsatsiya kesimi $\sigma_D(s)$ hamda ikki bor difraksion dissotsatsiya kesimi $\sigma_{DD}(s)$ tajriba ma'lumotlaridan energiya bo'yicha o'rtacha nuqtalarda kvadratik interpolatsiya bilan olindi. To'qnashuvning noelastik difraksion kesimini n juft kvark-glyuonlar tori hosil bo'lishi orqali ifodalash mumkin ("kesilgan" pomeronlarni)

$$\sigma_{NB}(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n(s) + \sigma_{DD}(s) \quad (1.2.2)$$

“Kvazieykonal” modeli [11] $\sigma_n(s)$ ni aniqlash imkonini beradi;

$$\sigma_n(s) = \frac{\sigma_p}{nz} \left(1 - \exp(-z) \sum_{k=0}^{n-1} \frac{z^k}{k!} \right), n \geq 1 \quad (1.2.3)$$

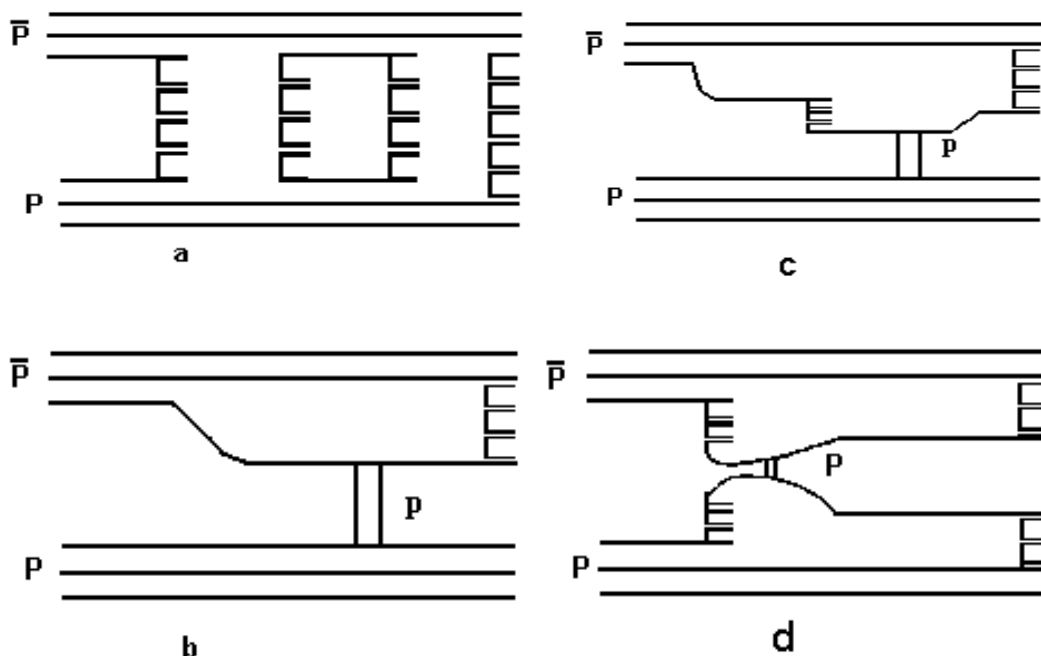
(3) ifodada $\sigma_p = 8\pi\gamma S^\Delta$, $\mathbf{x} = 2\mathbf{C}\gamma S^\Delta / (R^2 + \alpha_s^i \ln S)$, γ va R^2 parametrlar adronlarning pomeron bilan bog'lanish kattaligini aniqlaydi. C eykonal yaqinlashishdan chetlanishni hisobga oladi (C=1). $\Delta = \alpha_p(0) - 1$ kattalik pomeron trayektoriyasi intersentining birdan kattaligi, α_p^i -pomeron trayektoriyasining egilishi.

n juft kvark-glyuonli tor hosil bo'lishining statistik vazni ham parametrik ko'rinishda berilgan:

$$w_n(s) = \sigma_n(s) / \sum_n \sigma_n(s), \quad \sigma_n(s) = (1 - An^2) e^{-\beta(s)n} \quad (1.2.4)$$

Kvark-glyuonli torlarning maksimal qiymati 12 ga teng bo'ldi. Uning bir vaqtdagi difraksion dissotsiatsiyaning jarayonlarga nisbiy hissasi (1b va 1v-rasmlar)

va adronlar difraksiyasi uyg'ongan massa kvadratining nazariy va eksperimental taqsimotlarini solishtirish olindi va ular $\sqrt{s} = 23,3$ GeV energiyada taxminan bir xil ekan.



1-rasm. Yuqori energiyalarda pp-to'qnashuvlarni modelashtirishda zarrachalar tug'lish jarayonlarining kvarkli tuzilishi.

2. *Konstituyentlar ko'ndalang impulsini va adronlar ko'ndalang impulsidan konstituyentlar olib ketuvchi hissani aniqlash*

Bu ishda mezon valent kvark va antikvarkdan hamda dengiz kvark-antikvark juftidan iborat deb taxmin qilinadi. Barion (antibarion) valant dikvakrdan (antidikvakrdan) va kvark (antikvark) hamda dengiz kvark-antikvark juftidan iborat. Valent kvarklar (antikvark)lar bir xil, ammo ular hididan bog'liq bo'lmagan holda, tor oxirida bo'lib qolish ehtimoliyatiga ega. Dengizdan olingan g'alati kvark (antikvark) ning tor oxirida bo'lib qolish ehtimoliyati nog'alati kvark (antikvark) ning ehtimoliyatidan γ marta kichik.

Dasturda maftunkor kvarklarni ham hisobga olish ehtimoliyati bor [10-14]. Biroq, hisoblarda ularning paydo bo'lish ehtimoliyati nolga teng deb taxmin qilindi.

Biz zarrachaning to'qnashuvini ularning massa markazi sistemasida qaradik. Adron tashkil topgan konstituyentlarning bo'ylama impulsi P_i^* adron boshlang'ich impulsining $x_i = P_i^* / P_0$ hissasini topish ehtimoliyati zichligi yordamida aniqlandi:

$$\rho(x_1, x_2, \dots, x_n) = \rho_0 \delta \left(1 - \sum_{i=1}^n x_i \right) f_{v1}(x_1) f_s(x_2) \dots f_s(x_{n-1}) f_{v2}(x_n) \quad (1.2.5)$$

(5) da ρ_0 -normallashtirish doimiysi, valent kvarklar (antikvarklar) ning taqsimot funksiyasi $f_{v1}(x_1)$, dengiz kvark (antikvark) larining taqsimot funksiyasi $f_s(x_2)$ va dikvark (antidikvark) larning taqsimot funksiyasi $f_{v2}(x_n)$ protonlar va antiprotonlar uchun quyidagi ko'rinishda olindi:

$$f_{v1}(x_1) = 1/\sqrt{x_1},$$

$$f_s(x_2) = 1/\sqrt{x_2} \quad (1.2.6)$$

.....

$$f_{v2}(x_n) = x^\beta$$

Bu yerda $\beta = 1,5$ va $2,5$ mos holda **nn** va **nd**- dikvarklar uchun (4) dagi ehtimoliyatlar zichligiga va (6) funksiyaga ko'ra tasodifiy sonlarni olish yo'qotishlar uslubi orqali bajarildi. Har bir x_i ($i=1, 2, \dots, n-1$) bir-biridan bog'liq bo'lmagan holda va quyidagi taqsimot bo'yicha generatsiya qilindi:

$$f_i(x_i) \approx x_i^{-\alpha} \left(1 - \sum_{j=0}^{m-1} x_j - x_i \right)^{\beta_n} \quad (1.2.7)$$

bu yerda

$$\alpha_i = 0.5, \beta_n = \sum_{j=1}^{n-1} (1 - \alpha_j) + \beta - \sum_{j=1}^i (1 - \alpha_j), \quad (1.2.8)$$

$$x_n = 1 - \sum_{i=1}^{n-1} x_i \quad (1.2.9)$$

Proton (antiproton) ning difraksion dissosatsiyatsiyasi uchun valent kvarklar (antikvarklar)ning x_0 bo'yicha taqsimoti quyidagi ko'rinishda olindi;

$$P_v(x_q) = (\rho_0 / \sqrt{x_q})(1-x_q)^{\alpha} \quad (1.2.10)$$

bu yerda $\alpha = 1,5$ u-kvark (antikvark), $\alpha = 2,5$ d-kvark (antikvark) uchun. Boshlang'ich proton (antiproton)dan dikvark olib ketadigan impulsning hissasi

$$X_{qq} = 1 - x_q \quad (1.2.11)$$

ga tenglashtirildi.

1c va 1d-raslarda keltirilgan diagrammalarga mos holda, proton yoki antiprotonning difraksiyasi holida, dengiz kvarklar jufti olib ketuvchi impulsning hissasi quyidagi taqsimot funksiyasi yordamida generatsiya qilindi:

$$P_s(x_{qq}) = (\rho_0 / x_{qq})(1-x_{qq})^5 \quad (1.2.12)$$

Bunda

$$x_{qq} \geq 0.14 / \sqrt{s} \quad (1.2.13)$$

deb faraz qilindi. [5,6] dagi kvark-glyuonlar tori modelida konstituyentlarning ko'ndalang impulsi bo'yicha taqsimot funksiyasini tanlashning yagona yo'li yo'q. Tajribadan ma'lumki, ma'lum sortdagi zarrachalarning o'rtacha ko'ndalang impulsi o'zaro ta'sirlashuvchi zarrachalarning energiyasi oshishi bilan oshib boradi. Zarracha o'rtacha ko'ndalang impulsining energiya oshishi bilan oshib borishini proton (antiproton) dagi dikvark (antidikvark) miqdori jihatidan teng va qolgan kvark (antikvark) larning yig'indi ko'ndalang impulsi ishorasi bo'yicha qarama-qarshi deb taxmin qilgan holda olish mumkin. Kvark-glyuonlar tori sonining energiyasi oshishi bilan dikvark (antidikvark) ning ko'ndalang impulsi osha boradi. Qolgan kvark (antikvark) larning ko'ndalang impulsi, bog'liq bo'lmagan holda, quyidagi ehtimoliyatdan topiladi:

$$f_q(P_{\perp}^2) d^2 P_{\perp} = (b_1 \sqrt{\pi}) \exp(-b_1/p_{\perp}^2) d^2 P_{\perp} \quad (1.2.14)$$

bunda egilish parametri $b_1=10 \text{ (GeV/c)}^{-2}$.

1b-rasmda tasvirlangan proton (antiproton) ning difraksion dissotsiyatsiyasida kvark (antikvark) ning ko'ndalang impulsini olish uchun ham (14) ifodadan foydalanildi. Faqat, bunda egilish parametri $b_1=20 \text{ (GeV/c)}^{-2}$. (14) ifodadan, $b_1=8 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ egilish parametri bilan, bir yoki ikki tugunli difraksiya holida uyg'onmagan yoki uyg'ongan proton (antiproton)ga berilgan impulsni olishda foydalanildi. (10) da α ning berilgan qiymati va (14) normal taqsimotlar bilan tasodifiy kattaliklarni olishning ko'pgina usullari mavjud. Proton (antiproton) da konstituyentlarning bo'ylama va ko'ndalang impulslerini bog'liq bo'lmagan holda generatsiya qilishda saqlanish qonunlarining bajarilishi konstituyentlarning massa sirti o'xshash deb taxmin qilish kafolatlanadi, ya'ni

$$m_q^2=f(x,P_\perp,s). \quad (1.2.15)$$

Konstituyentlarning bo'ylama va ko'ndalang impulslerini va massalarining kvadratlarini bilgan holda hosil bo'lgan ob'yektlar –kvarklar-glyuonlar torlarining massasi va impulsini aniqlash mumkin.

Agar bu ob'yektning massasi xuddi shu kvark tarkibidagi adronlarning massasidan kichik bo'lsa konstituyentlar uchun x va $P_\perp$ kattaliklar qayta aniqlanadi. Hisoblash tezligini oshirish uchun x va $P_\perp$ ni qayta aniqlamasdan ob'yektlarning massasi turg'un adronning massasiga teng deb hisoblash mumkin va shu bilan x bo'yicha taqsimotni o'zgartirib P_0 ni aniqlash lozim.

3. *Torning adronlar hosil qilib uzilishini modellashtirish*

Berilgan massa, impuls va kvark tarkibiga ega bo'lgan torning uzilishini modellashtirish z o'qli torning tinch holat sistemasida amalga oshirildi. Bunda z o'qi adronning tor ikkala tomonidan teng ehtimoliyatli ko'chishining uchish yo'nalishi bo'ylab tanlangan. Yemirilish jarayonini modellashtirish Fild –Feynman [12] algoritmgiga asoslangan va u [8]da mufassal bayon qilingan. Biroq bizning

holda [8] dan sezilarli chetlanishlar mavjud. Avvalo, alohida torning yemirilishida energiyaning, impulsning va kvant sonlarining saqlanish qonunlari bajariladi. Kvark (antikvark) larning barionlarga o'tishi va antikvarklarning antibarionlar va mezonlarga o'tishi qaraladi. Fragmentatsiyalanishning barcha modalari 1-rasmda keltirilgan.

Kvark-antikvark jufti tug'ilishi ehtimoliyatlarining nisbati, torning yemirilishida paydo bo'luvchi, quyidagiga teng deb olindi;

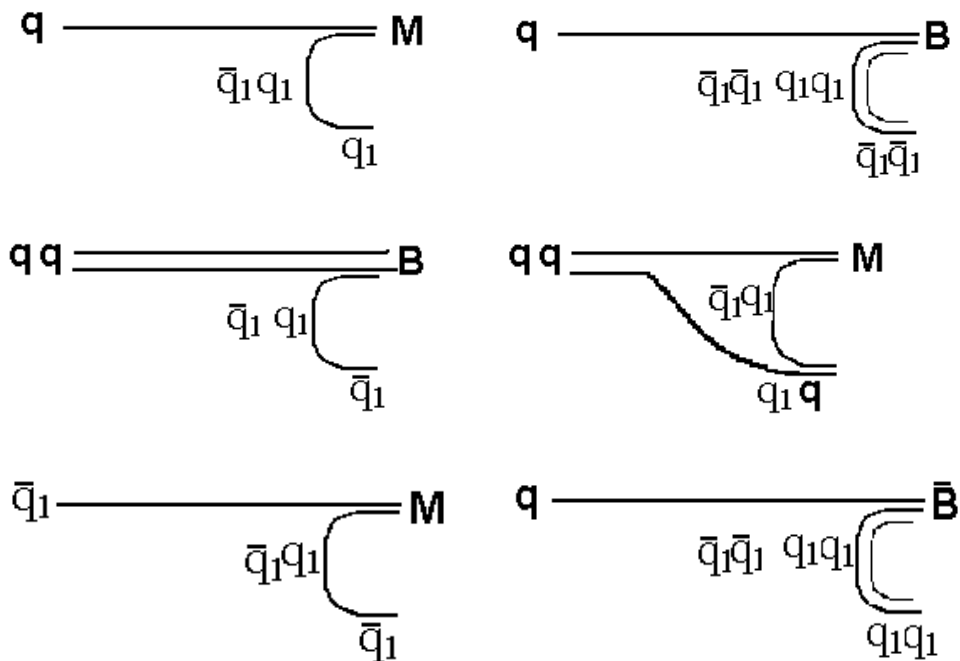
$$P(uu):P(dd):P(ss):P(cc)=1:1:\gamma_s:\gamma_c \quad (1.2.16)$$

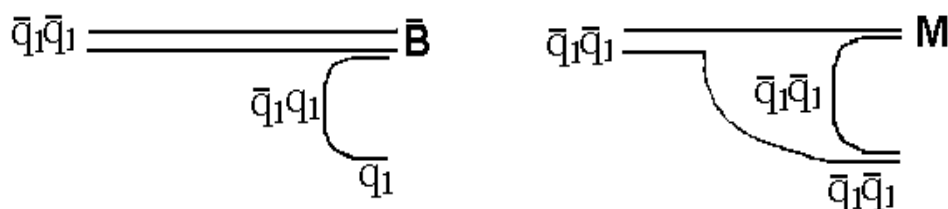
Konkret hisoblarda $\gamma_s=0,3$ va $\gamma_c=0$. Dikvark-antikvark jufti hosil bo'lishi ehtimoliyatining kvark-antikvarklar jufti hosil bo'lishi ehtimoliyatiga nisbati quyidagicha tanlandi:

$$P_{qq,qq}:P_{qq}=\gamma_{BB}=0.12 \quad (1.2.17)$$

Psevdoskalyar va vektor mezonlarning va oktet va deкуплет barionlarning hosil bo'lish ehtimoliyatlari teng deb hisoblandi:

$$P(0^-):P(1^-)=1:1, \quad P(1/2^+):P(3/2^+)=1:1 \quad (1.2.18)$$





2-rasm. Modelda qo'llanuvchi kvarklarning, antikvarklar va dikvarklarning mezonlar va barionlarga fragmentatsiyalanishi modalari.

Psevdoskalyarlarda 45^0 burchak bilan kvark juftlarining aralashishi va vektor mezonlarning 90^0 burchak bilan aralashishi hisobga olindi, agar hosil bo'luvchi mezon izoskalyar bo'lsa, Dikvark (antikvark)ning barion (antibarion)larga va mezonlarga o'tish ehtimoliyati quyidagi nisbatda deb qaraldi:

$$P_{qq \rightarrow B} : P_{qq \rightarrow M} = 3:2 \quad (1.2.19)$$

Kvark (antikvark) larning vakuum juftida (juftning nol ko'ndalang impulsida) ko'ndalang impulsi quyidagi ehtimoliyat bilan o'ynaldi:

$$f(p_{\perp}^2) d^2 p_{\perp} = 3B/\pi(1+BP_{\perp}^2)^4, \quad (1.2.20)$$

bu yerda $b=0,34 \text{ (GeV/c)}^{-2}$.

Tug'ilgan adronning bo'ylama impulsi va energiyasi

$Z = (E/P_0) \times f(E + P_0)$ o'zgaruvchi orqali aniqlandi. Z kattalik

$$f_q^h(z) = (1+a)(1-z)^a \quad (1.2.21)$$

ko'rinishdagi taqsimot yordamida baholandi.

$z \rightarrow 1$ da bu funksiya kvark (antikvark) yoki dikvark (antidikvark)ning adronga fragmentatsiyalanish funksiyasi $D_q^h(z)$ bilan mos tushadi. [6] ko'rsatilganki, α ko'rsatkich fragmentatsiyalanuvchi konstituyentning hididan, u o'tuvchi adron tipidan va adronning ko'ndalang impulsidan bog'liq. Har bir holda

α ning qiymati [6]dan olindi. $z \rightarrow 0$ funksiyaning $D_q^h(z) \approx 1/z$ bo'lishligi tor yemirilishlarining itaratsion jarayonlari bilan ta'minlanadi.

Qoldiq tor massasi $M_0 = M_R + \Delta M$ (bu yerda M_R - kvark tarkibli tor massasi kabi rezonans massasi, $\Delta M = 0,35 \text{ GeV}$ kinematik chegara yaqinlik va hisob vaqtini qisqartirish mulohazalaridan kelib chiqib olingan)dan kichik bo'lganda ikkita adronga oxirgi yemirilish yuz beradi. Bu holda yemirilish kinematikasi (1.41) va (1.42) funksiyalar bilan emas, balki adronlarning fazaviy hajm bo'yicha izotrop uchishi ehtimoliyati

$$P = \lambda^{1/2}(M_s^2, m_1^2, m_2^2)/M_s \quad (1.2.22)$$

bilan aniqlanadi. (22) da $\lambda(a, b, c) = (a - b - c)^2 - 4bc$, M_s -tor massasi, m_1 va m_2 – yemirilish mahsulotlari bo'lgan adronlarning massalari.

Tor yemirilishi tugagandan so'ng Lorens almashtirishlari yordamida to'qnashuvchi adronlarning umumiy m.m.s. ga o'tiladi va yemirilish mahsulotlari beriladi. Dasturda hosil bo'luvchi rezonanslarning yemirilishini modellashtirishning ham xuddi shunday imkoniyati bor.

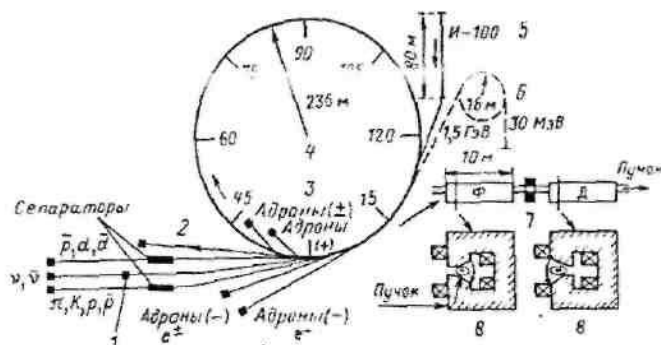
II BOB. TAJRIBA QURILMASI VA STATISTIK MA'LUMOTLAR TO'PLASH

2.1. Zarralar va yadrolarni yuqori energiyalarda tezlashtirish

Mikrozarrachalar tavsiflarini o'rganishning avvalgi usullari bilvosita makroskopik hodisalarga asoslangan edi: yorug'lik sezuvchi ekranlardagi chaqnashlar, zarrachalarning moddalardan o'tishidagi bir jinslimasligini lokallashtirish detektorlar (pufakchali kameralar) dan olinuvchi elektr signallari va hokazo. Shuning uchun fiziklar yangi mikroskopik bosqich -adronlarning kvarklar hamda glyuonlardan tuzilganligini o'rganish bosqichiga psixologik jihatdan tayyor edilar. Hozirgi vaqtda kvarklar va glyuonlar fundamental zarrachalar hisoblanib, barcha adronlar ulardan tashkil topgan deb qaraladi. Tajriba natijalariga ko'ra kvarklar va glyuonlarning o'lchamlari 10^{-13} sm dan kichik ekanligi aniqlangan. Adronlarning o'rtacha o'lchami esa 10^{-13} sm (1f). Shuning uchun ularni ham leptonlar kabi nuqtaviy deb hisoblash mumkin. Adronlar soni (200)ga nisbatan kvarklar tiplari (xidlari-6 ta) juda kam bo'lishlariga qaramasdan, ular leptonlar bilan birgalikda butun borliqni tashkil etuvchi fundamental zarrachalar to'plamini hosil qiladi. Fiziklar yangi fazo vaqt sohasini o'rganishni boshlaganlaridan so'ng barcha tajribaviy va nazariy kashfiyotlar zaryadlangan zarrachalar tezlatkichlari yordamida amalga oshirildi. Biz quyida ba'zi bir tezlatkichlar haqida ma'lumotlar bermoqchimiz. Serpuxov yuqori energiyalar fizikasi instituti tezlatkichi (PF) 1967 yilda Serpuxov yuqori energiyalar fizikasi institutida (YuEFI) 70 GeV energiyaga mo'ljallangan protonlar sinxrotroni qurildi. Perimetri deyarli 1,5km bo'lgan zarracha orbitasi 120 ta blokdan iborat bo'lgan elektromagnit hosil qilgan magnit maydoni ($B=1,2Tl$) bilan ta'minlangan.

Qutblar orasidagi fazoda zarrachalar burilishini va ularning kuchli fokuslanishini ta'minlovchi dipol va kvadrupol komponenta-lariga ega [1]. Fokuslovchi va defokuslovchi bloklar orbita bo'ylab navbatma-navbat joylashgan bo'lib, ular oralig'ida zarrachalarni tezlatish uchun yuqori chastotali stantsiyalar o'rnatilgan. Qutblar orasidagi fazoda zarrachalar burilishini va ularning kuchli

fokuslanishini ta'minlovchi dipol va kvadrupol komponenta-lariga ega [1]. Fokuslovchi va defokuslovchi bloklar orbita bo'ylab navbatma-navbat joylashgan bo'lib, ular oralig'ida zarrachalarni tezlatish uchun yuqori chastotali stantsiyalar o'rnatilgan.

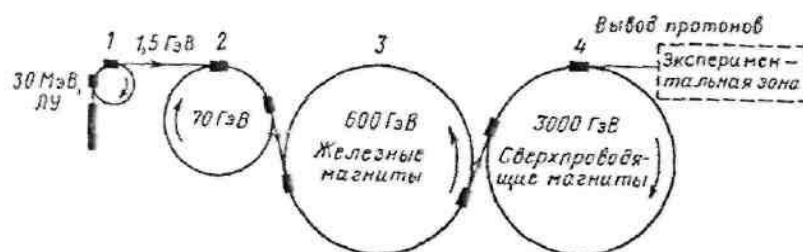


3-rasm. YuEFI ning 70 GeV energiyali proton sinxrotronining sxemasi 1 - nishon; 2 - neytral zarralar; 3 - adronlar; 4 - protonli sinxrotron; 5 - chiziqli tezlatgich (I-100); 6 - buster - 1.5 GeV; 7 - tezlatuvchi stantsiya; 8 - magnitlarning profili.

Elektr maydonlari yordamida zarrachalar injeksiyasi amalga oshiriladi. Chiziqli tezlatkichning 100mA tokida orbitada $2 \cdot 10^{13}$ ga yaqin protonlar to'planadi.

Aylanish chastotasi zarrachaning orbita bo'ylab aylanish chastotasidan 30 marta ortiq bo'lgan tezlashtiruvchi kuchlanish ta'sirida avtofazirovka printsiptiga ko'ra orbitaning 30 ta qismida (sgustka) zarrachalarning guruhlanishi yuz beradi. So'ngra zarrachalar 2,85s davomida $5 \cdot 10^5$ km masofa o'tib, oxirgi energiyaga qadar tezlashadilar. Tezlatkichdan protonlar va ikkilamchi zarrachalar 16 va 36 bloklar oralig'idan chiqariladi va bu yerdan magnitooptik kanallar orqali iste'molchiga o'tkaziladi. Protonlar bitta to'plamini tez chiqarish (10^{-6} - $4 \cdot 10^{-8}$ s) magnit maydonini oshirish jarayoni bilan bajariladi. Bu protonlar esa tashqi nishonlardan har xil turdagi ikkilamchi zarrachalarni hosil qilib, bu zarrachalar magnitooptik kanallar orqali turlari va impulslariga ko'ra ajratiladi. Bunday "toza" dastalar pufakchali kameralar bilan olib boriladigan ilmiy tadqiqotlarda ishlatiladi. Protonlar dastasi intensivligini $5 \cdot 10$ ga qadar oshirish uchun 1985 yilda 29 Hz

chastotada ishlovchi, tezkor siklli proton sinxrotroniga ega bo'lgan yangi injektor qurildi. Hozirgi kunda bu tezlatkichda $E=3\text{TeV}$ bo'lgan qurilma qurish va kollayderda 7 TeV energiyali pp yoki proton-antiproton to'qnashuvlarni hosil qilish ishlari ketmoqda. Bu holda YuEFI tezlatkichining kaskadlari rasmda ko'rsatilgani kabi bo'ladi.



4-rasm. YuEFIning xalqali tezlatgichi pog'onali sxemasi.

600 va 3000 GeV energiyali tezlatgichlar bitta tunnelda joylashtirilgan. Tezlatkichning qarama-qarshi dastalar rejimida ishlashida ularning to'rtta kesishish sohasi mavjud. 1-jadvalda YuEFI tezlatkichining ba'zi bir parametrlari keltirilgan.

1-jadval. YuEFI tezlatkichining parametrlari.

Parametr	Kaskad			
	1	2	3	4
Orbita uzunligi, metr	99,16	1484	29772	20772
Protonlar energiyasi,	1,5	70	600	3000
Tezlatishikli davomiyligi, sek	6,5	6,5	78	78
Orbitada protonlar soni	$1,7 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{15}$
Dasta energiyasi, mJ	0,002	0,56	19	286
Vakuum kamera o'lchamlari (gorizontal va vertikal), sm	14x6,1	20x11,4	12x6,5	7x6

CERN (Jeneva) tezlatkichi

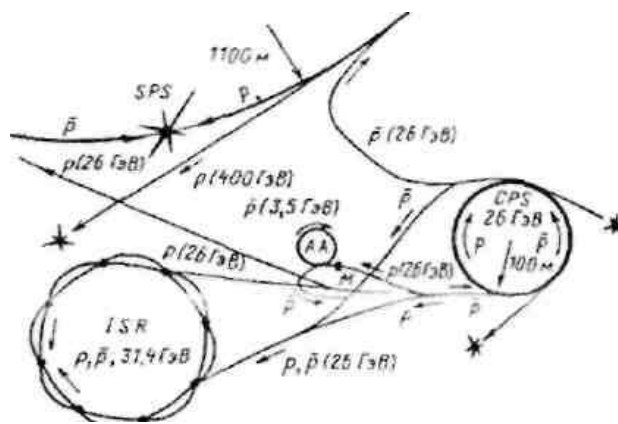
Boshqa ilmiy markazlar bilan solishtirganda CERN tajribaviy bazasi bir qancha tezlatkichli qurilmalar bilan ta'minlangan va dinamik tarzda rivojlanmoqda.

Ilk bor 28 GeV energiyali PS proton sinxrotroni ish boshladi (1959 y). Keyinchalik ikkita bir xil xalqadan iborat bo'lgan, sakkiz sohada kesishuvchi ISR tezlatkichi (1971 y) qurildi. PS dan zarrachalarni xalqaga kiritish navbatma-navbat qarama-qarshi yunalishlarda 1marta oshiriladi. Yetarlicha zarrachalar toki hosil qilingach va qo'shimcha 31,4 GeV har energiyagagcha qadar tezlatishga erishilgach (2-jadval) ikkita qarama-qarshi protonlar dastasi hosil qiladi.

CERN tezlatkichintng yangi bosqichi 450 GeV energiyali proton sinxrotroni SPS ning qurilishi bilan boshlandi (1976 y). CPS 28 GeV energiyaga mo'ljallangan tezlatgich, ISR va SPS protonlar va antiprotonlar injektor; 31.4 GeV energiyali ISR - pp- va pp -dastalar to'qnashuvini to'plovchi; SPS - 500 GeV energiyali protonlar tezlatgichi, protonlar $E = 500$ GeV gacha bo'lgan pp -dastalarini to'plovchi va tezlatuvchi SPS tezlatkichida proton-antiproton dastalarining olinishi tezlatkichlar fizikasidagi eng katta yutuqlardan biri bo'lgan antiprotonlar dastasini elektron va stoxastik sovutish uslubi bilan bog'liqdir. Bu ishlarga qadar antiprotonlar zich oqimini olish muammosi hal qilinmagan edi.

Sovutgichning elektron usuli impulsi kichik chetlanishga ega bo'lgan elektron dastalardan foydalanishga asoslangan .

Bu elektronlar dastasi tezlatkichning to'g'ri chiziqli qismida ionlarning o'rtacha ko'ndalang tezligiga teng tezlik bilan kiritiladi. Zarrachalarning nisbatan kichik tezliklaridan elektronlarning ionlarda kulon sochilishining paydo bo'lishi impulsning intensiv almashiviga olib keladi. Natijada elektron oqimi, ionli oqim esa soviydi.



5-rasm. CERNning xalqali tezlatgichlar kompleks sxemasi.

Ion dastasi bilan to'qnashgandan so'ng elektronlar qurilmadan chiqariladi va bunda ionlarning bo'ylama va ko'ndalang energiyalarining bir qismini olib ketadi.

Sovutishning stoxastik usuli tashqi elektr maydoni yordamida zarrachalar tebranish energiyasini tanlashga asoslangan [12]. Bu holda yuqori zichlikka ega bo'lgan zarrachalar guruhining tebranishi katta o'tkazish sohasiga (polosaga) ega bo'lgan elektrostatik elektrodlar yordamida qayd qilinadi. Dastaga uzoq vaqt ta'sir qilish bilan uni butunlay siqish (sovutish) mumkin.

Dastalarni sovutishning bu ikkala usuli bir-birini to'ldiradi. Stoxastik sovutish zichligi kam bo'lgan zarrachalar uchun samaralidir. Chunki bunda zichlik fluktuatsiyasidan foydalaniladi. Elektron sovutish quyi temperaturali og'ir zaryadlangan zarrachalar dastasini olishda samaralidir.

Og'ir zarrachalar dastasini sovutishning tajribada o'rganilganidan so'ng CERN ning antiproton dasturi amalga oshirildi. $E=3,5\text{ GeV}$ energiyali AA antiprotonli qurilma ishga tushirilib, bunda antiprotonlar P hosil qiladi.

Antiprotonlar impulsi $P=26\text{ GeV}/c$ bo'lgan protonlar bilan nishonli nurlantirishda hosil qilinadi.

Injeksiya uchun kerak bo'lgan hajmdagi 10 ta protondan o'rtacha 2 ta antiproton hosil bo'ladi. Hozirgi kunda IERN da $E=50\text{ GeV}$ energiyada qarama-qarshi elektron-pozitron dastalarini hosil qiluvchi xalqali tezlatkich LEP ishga tushirilgan. LEP ning qurilishi Evropadagi eng katta injenerlik loyixalaridan biri hisoblanadi. Bunga parallel holda LEP tunnelini qarama-qarshi yunalishdagi adronlar dastasini olish uchun ham foydalaniladi (LEP). Bu qurilma protonlar va

antiprotonlarning energiyasini 18 TeV ga etkazish mo'ljallangan. Agar nuklonlarning tarkibiy qismini hisobga olinsa, bu energiya kvarklar to'qnashuvining 2 TeV energiyasiga to'g'ri keladi.

Shunday qilib, CERN da XX asr oxiri va XXI asr boshlarida kvarklar va lertonlarning 1-7 TeV energiya sohasida o'zaro to'qnashuvlarini tadqiq qilish imkoniyatlari tugildi.

2.2. Sinxrofazatron va uning ishlash prinsipi

Dubna shahridagi (RF). Yuqori energiyalar fizikasi laboratoriyasining sinxrofazatron tezlatkichida yadrolar asosan 34-sonli kanalda tezlashtiriladi. Dastani magnit orbitasiga magnit reflektori $2,5^0$ burchak ostida buradi va bu I va II kvadratni birlashtirgan o'qqa nisbatan 14^0 burchak ostida sinxrafazatron aylanasi dan tezlashtirilgan zarrachalarning uchib chiqishi uchun yetarli bo'ladi.

6-ML-15 va 6-ML-16 magnitli linzalar parallel dastalarni ikkita o'zaro perpendikulyar tekislikda buradi. Magnit linzasining ikkinchi jufti (3-ML-16 va 4-ML-16) gorizonta tekislikda zarralar yoki yadrolar dastasini fokuslaydi, ya'ni bir nuqtaga tuplaydi. Tanlangan yo'nalishda dastani aniq ko'rish uchun kanalda 6-SP-94 burilish magniti joylashgan. Dastaning intensiv dasirovkasi magnit linzalarining ikki jufti orqasida joylashgan kiker-magnit (KM) orqali ishlab chiqariladi. Zarralarning kerakli miqdori o'tgandan so'ng kiker-magnit va impulsli kollimatorning tirqishlaridan yo'naltirib, dastani 3^0 burchak ostida buradi. SP-12A uchinchi magnit propanli kamera yo'nalishi bo'ylab dastani $8^0 30'$ burchakka buradi, oxirgi uchinchi magnit juftligi (1-ML-16 va 2-MA-16) kameraga tushadigan dastaning kameraning ko'ndalang kesimi yuzasiga normal kelib tushuviga imkon beradi.

Relyativistik yadrolar dastasini hosil qiluvchi, yuqorida aytib o'tilgan, maxsus kanal ishlashi davomida kameraga ma'lum sonli yadrolar ($3 \div 5$ tadan ko'p bo'lmagan) tushuvini ta'minlaydi. Relyativistik yadrolar propanli kameradan o'tgan vaqtda kameraning ish hajmi stereofotoapparat yordamida suartga olinib turiladi.

2.3. Pufakchali kameralar va ularda yadroviy reaksiyalar yuz bergan voqealarni o'rganish

Fizik laboratoriyalarda pufakchali kamera yaqinda paydo bo'lganligi haqida amerika fizigi 1952 yili "Physical Review" jurnalining aprel sonida xabar berdi.

Elementar zarralarni qayd qilish va tekshirish uchun tashkil qilingan laboratoriyalarda o'nlab yillar mobaynida Vilson kamerasidan foydalanib kelishgan, urushdan keyingi yillarda esa uning kuchi yetmaydigan masalalar qo'yila boshlandi. U "fizikada eng oily darajadagi kassatsion sud" deb nom olgan bo'lishiga qaramasdan juda yuqori energiyali elementar zarralarni qayd qila olmaydi, chunki bunday elementar zarralar gazli muhitda yadrolar bilan ham, gaz atomlarining elektron qobiqlari bilan ham to'qnashmasdan katta-katta masofalardan o'chib o'tib ketishgan.

Agar bu masofalar Vilson kamerasidagi o'lchamlari bilan solishtirilsa, u holda bu masofalar kamera o'lchamlaridan judaham katta ekanligi ma'lum bo'ladi va demak, zarrachalar kamera orqali o'zi haqida hech qanday ma'lumot bermasdan o'tib ketar ekan. Bunday zarrachalarni qayd qilish uchun kamera hajmi gazga nisbatan yanada zichligi katta bo'lgan modda bilan to'ldirilishi lozim edi.

Vilson kamerasining o'rniga yangi biror narsani almashtirish uchun qilingan Gleyzer fikrlari oddiy mantiqqa asoslangan edi. Agar kamera ichida gaz to'ldirilmasa yoki qattiq jism yoki suyuqlik to'ldirilishi lozim edi. Qattiq jism, umuman olinganda, yuqori energiyali zarrachalar uchun juda samarali detektor bo'lishi mumkin edi. Gleyzer qalin qoplamali fotoemulsiya kosmosdan kelayotgan tez zarrachalarni qayd qilish uchun muvaffaqiyatli qo'llanilayotganini bilgan edi.

Ammo bu emulsiyalar va shu kabi boshqa qattiq jismlar muhim kamchilikka ega, ya'ni ular juda ham mustahkam xotiga ega: Tez zarrachalarning qattiq jismlarda hosil qilgan izlari uzoq vaqt mavjud bo'libturadi, chunki qattiq jismlarning izlar yaqinidagi sohadagi atomlari juda ham sekin harakat qiladi va energiyasi katta bo'lgan zarracha hosil qilgan nuqsonli sohani silliqlash uchun juda ham ko'p vaqt o'tishi lozim bo'ladi.

Gleyzer zarralarni ishonchli ravishda qayd qila oladigan va tezlik bilan “unutadigan” keyin esa yangi zarrachalarni qayd qilishga tayyor turadigan qurilmani yasashga intildi. Bu fikr bilan suyuqlikka e’tibor qaratildi. Yuzaki mantiq o’xshashlik qilish bo’yicha fikrlarga o’z o’rnini bo’shatib berdi. Bunday imkoniyatni biz sovunning “anti pufak”larini muhakama qilishda duch kelingan edi. Vilson kamerasida gaz muhiti zarrachalarni qayd qilish paytida uning trayektoriyasi bo’ylab joylashgan suyuq tomchilar paydo qiladi. Balki, vaziyatni moslashtirib, suyuq muhitni gaz “tomchi”lari hosil qilishga majbur qilish mumkindir? Bu holda muammo yechimini topadi, chunki bunda eng bosh talab qondiriladi: Suyuq muhit kamerasiga qo’yiladigan tez zarrachalarni faol ravishda to’xtatadi va trayektoriya bo’ylab joylashgan gaz pufakchalarini ularni yo’qotish uchun tezlik bilan to’ldiradi.

Demak, kamera yangi zarrachalarni qayd qilishga tayyorlanadi. Bunda ish kichik bir holatga bog’liq bo’lib qoladi: suyuqlikni aynan zarracha o’chib o’tib ketayotgan vaqt momentida gaz pufaklari paydo qilish va aynan zarrachaning o’chish trayektoriyasi bo’ylab bo’lishi lozim. Gaz muhiti suyuq “tomchi”larini aynan suyuqlik to’yingan bo’lganda, hamda faol markazlar, ya’ni ionlar mavjud bo’lganda to’g’iladi va ortiqcha namlik aynan shu markazlarda kondensatsiyalanib boradi. Tabiiyki, faraz qilamizki, suyuqlik zarrachaning trayektoriyasi bo’ylab o’ta qizdirilgan muhitda pufakchalarni paydo qiladi, bu yerda esa o’ta qizdirilgan suyuqlikning qaynashi oqibatida bu pufakchalarning yanada rivojlanishi uchun sharoit yaratiladi. Bu butun suyuqlik hajmida emas, balki qaynash markazlashgan bo’lib, bu markazlashgan zarracha uchayotgan zarrachaning trayektoriyasi bo’ylab sodir bo’ladi.

Gleyzer mantiqiy fikrlashi quyidagicha rivojlangan. Agarda porshenli silindrda suyuqlik siqilsa, u holda uni atmosfera bosimida qaynash temperaturasidan ham oshib tushadigan darajada qizdirish mumkin. Agar undan keyin bosimni birdaniga kamaytirsak, u holda suyuqlik o’ta qizdirilgan holatda qoladi va qanchadir bir vaqt davomida nomuvazanat (metastabil) holatda bo’ladi. Agar bu vaqtda suyuqlik

orqali ionlashtiruvchi zarracha o'chib o'tsa, u holda u o'zining trayektoriyasi bo'ylab bug'ning pufakchalari zanjiri shaklini hosil qilib qaynashni chaqiradi.

Bu fikrni tekshirish uchun Gleyzer quyidagi tajribani amalgam oshirdi va uni "Gleyzer effekti" deb nomladi. Shisha kolbani dietil efir bilan to'ldirgan va u unchalik qiyinchiliksiz uni 100°C dan yuqori haroratgacha o'ta qizdirish mumkin. Dietil efirning qaynash harorati $34,6^{\circ}\text{C}$ bo'lib, Gleyzer tajriba o'tkazgan kolbada 140°C gacha qizdirilgan va u tinch bo'lib turgan. Ammo kolba shishasiga γ -kvantlar nurlantiradigan preparat yaqinlashtirilsa, suyuq dietil efiri birdaniga va jushqin qaynab ketadi.

Gleyzer effekti eksprementatorlar tomonidan ham, nazariyotchilar tomonidan ham o'rganildi. Nazariyaning birinchi "elektr" variantini Gleyzerning o'zi rivojlantirdi. U uchib ketayotgan zarracha trayektoriyasi bo'ylab bir jinsli zaryadlangan ionlar "chiziqli bulut" hosil qiladi. Bir-birini itarib suyuqlikning mikroportlashlarini chaqiradi. Shunday yo'l bilan yoriqcha xuddiki, xamirturush vazifasini bajaradi. O'ta qizdirilgan suyuqlikda ular o'sa borib uchib o'tayotgan zarrachaning trayektoriyasi bo'ylab pufakchalar hosil qiladi.

Nazariyaning yana boshqacha "issiqlik" varianti ham bor. Bu nazariyaga ko'ra zaryadlangan zarracha kamera to'ldirilgan suyuqlik orqali o'tganda elektronlar paydo bo'ladi. Ular yo'lning qandaydir bir kichik oralig'ida o'zlarining energiyasini yo'qotadi. Bunda ajralayotgan issiqlik "xamirturush" pufakchalar hajmidagi suyuqlik molekulalarining bug'lanishi uchun sarflanadi.

Bu mavjud ikkala nazariyalardan har biri mazkur murakkab jarayonning faqat bir tomonini izohlab beradi va bu muammolar fiziklarni ham ko'p martalab jalb qiladi. Ushbu holda bizlar uchun faktlar muhim: tez energiyali zarracha yoki γ -kvant hosil qiladi, bu nuqtalarda qaynash birinchi navbatda sodir bo'ladi.

Shunday qilib, bo'lajak kameraning hamma elementlari yuzaga chiqdi: qisilgan, o'ta qizdirilgan suyuqlikning bosimini yo'qotish uchun qaynashga yo'l ochib beradi, suyuqlikdan uchib o'tuvchi ionlashtiruvchi zarracha bu qaynashni

uchish trayektoriyasi bo'ylab qaynashni yanada yengil qiladi va u "manfiy shudring" ko'rinishida belgilanib boradi. Qolgan ishlar esa texnik ishlardir.

Pufakchali kamera texnikasi haqida bir necha jumlar keltiramiz. Qo'yilayotgan vazifaga qarab kamera to'ldiriladigan turli xil suyuqliklardan foydaniladi: efir, pentan, vodorod, ksenon, propan va boshqalar. Kameraning ishchi hajmi keng diapazonda o'zgartirilib boradi. Yildan yilga yirik kameralarga talab oshib bormoqda. Sobiq ittifoqda "Modmila" deb ataluvchi ulkan kamera ishga tushirilgan. Uning hajmi 40 m^3 .

Gleyzerning g'oyasi aynan yuqoridaaytib o'tilgan tarzda rivojlanganiga aniq ishonch bilan aytish qiyin. Natija muhim: asbobning g'oyasini taklif qildi va buning yordamida elementar zarrachalar fizikasining o'ta murakkab masalalari yechimini topmoqda.

1960 yili Gleyzerga Nobel mukofoti topshirildi. Bu voqea undan oldingi shu yo'nalish bo'yicha Nobel mukofotini olgan Vilsondan roppa-rosa 33 yildan keyin sodir bo'ldi.

Pufakchali kamera qizdirilgan shaffof suyuqlik bilan to'ldirilgan idishdan iborat bo'lib, ionlashtiruvchi nurlar izini kuzatish uchun mo'ljallangan asbobdir.

Buni birinchi marta amerikalik fizik Gleyzer 1952 yilda kashf qilgan, ya'ni suyuqlikda zaryadli zarralar atrofida gaz pufagining paydo bo'lishini kuzatdi. Bu protsses tez zaryadli zarralar izlarini kuzatuvchi asbob bilan kuzatilgan.

Kamera orqali o'tayotgan zaryadlangan zarra o'z izi davomida o'ta qizigan suyuqlikni shiddat bilan qaynasiga olib keladi.

Kameraning zarralarni qayd qilish xususiyati ana shunga asoslangan. Kameradagi yuqori bosim suyuqlikning qaynab ketishiga to'sqinlik qiladi. Kamera bosimini kamaytirgan taqdirda suyuqlikning qaynashiga erishiladi. Kameraning ish sikli 4-10 davom etadi.

Kameradagi moddaning zichligi gaznikiga qaraganda yuqori bo'lgani uchun ko'p xossalarda zarra izini oxirigacha quriladi.

Kamerada ko'rinadigan izlarni maxsus fotokamera orqali suratga olinadi va tekshiriladi.

O'ta yuqori pufaklar hosil bo'lishi uchun 10^{-6} sm hajm radiusida kameran o'tayotgan zarralarning energiyasi bir necha GeV ga teng bo'lishi kerak, kameraga tushayotgan zarralar hisobidan bu energiya suyuqlik atomlaridan urib chiqarilgan elektronlarning tormozlanish hisobiga ajratib chiqadi.

Hosil bo'lingan pufaklarning vaqt bo'yicha o'lchamining kattaligi, ya'ni rasmga olish mumkin bo'lgan kattalik o'lchami 0,1 va 0,3 mm bo'lib har xil pufakli kamerlarda har xil o'lchamda bo'lib, bir qancha 1m sekunddan to o'nlab sekundgacha bo'lgan oraliqda tebranadi.

2-jadval. Pufakchali kamerada ishlatiladigan suyuqliklarning xarakteristikalar.

N	Suyuqliklar	Ishchi Bosim atm	Temperatura sharti $^{\circ}\text{C}$	Zinchligi g/sm^3	Qayd qilish ehtimoliyati
1.	Vodorod	4,7	- 246	0,07	0,046
2.	Deyteriy	5,2	- 240	0,13	0,055
3.	Geliy	0,3	- 270	0,124	0,053
4.	Propan	21	- 58	0,44	0,36
5.	Ksenon	26	- 19	2,2	1,00

Pufakli kameralarda asosan syuq vodorat hamda deterey va propan C_3H_8 suyuqliklari qo'llaniladi.

2-jadvalda pufakchali kamerada ishlatiladigan suyuqliklarning xarakteristikalarini keltirilgan.

Rasmga tushirilgandan keyin bosim boshlang'ich holatiga ko'tariladi, pufakchalar yo'qoladi va pufakchali kamera ishlashga tayyor holga keladi. Kameraning ish rejimi 1 sek atrofida bo'ladi.

Pufakli kameralar kuchli magnit maydoni orasiga joylashtiriladi. Bu esa zarrachalarning impulsini hisoblashga qulaylik yaratib, ya'ni zarrachalar egrilik radiusi va trayektoriyalari orqali aniqlanadi.

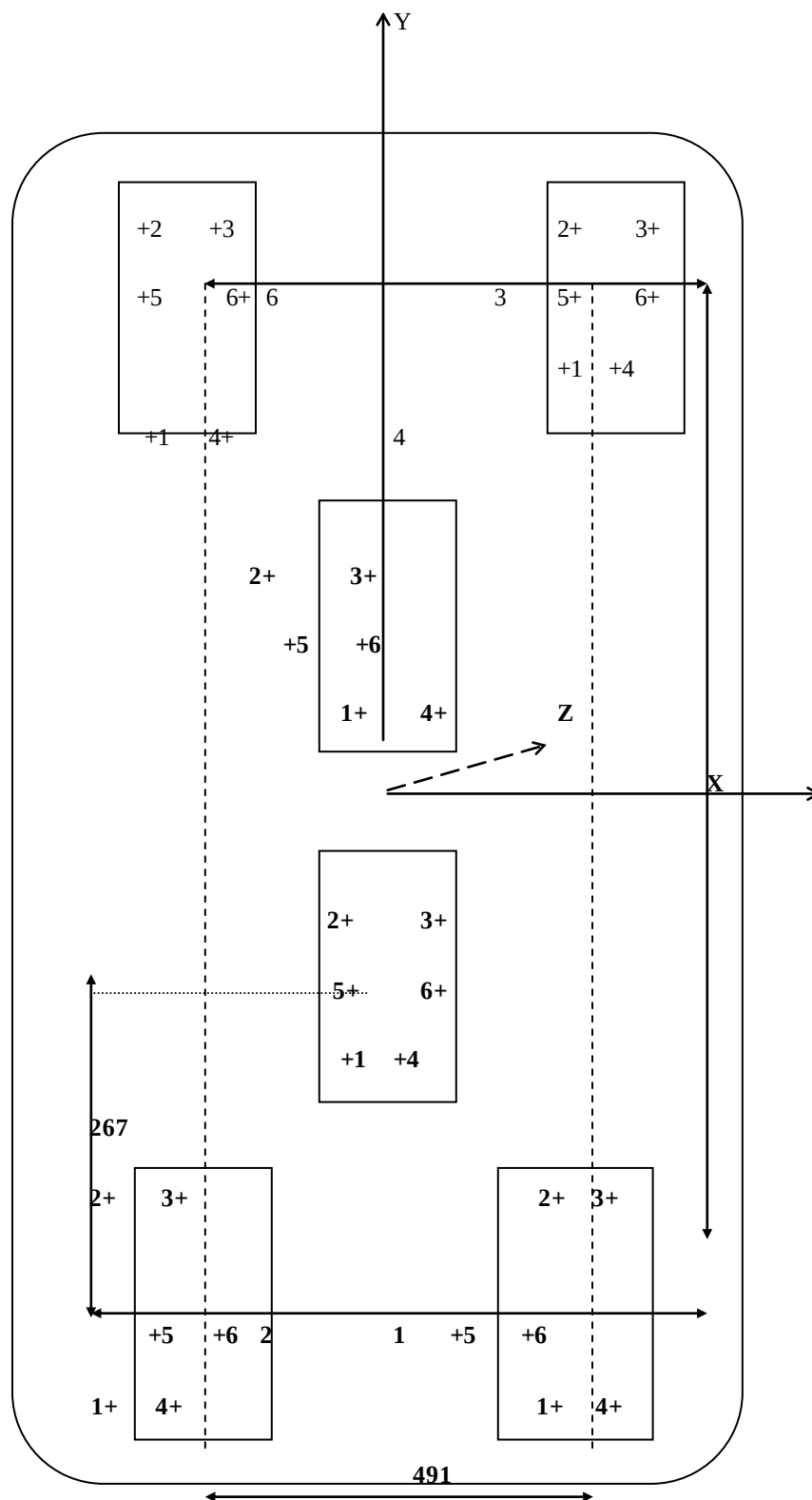
Zarrachalar izining pufakli kameralarda yo'qolishi juda ham kam bo'lib, ya'ni ko'plamchi zarrachalar sochilishi bilan bog'liq.

O'lchovli asboblardan foydalanish orqali hosil bo'lgan izlarning fazoviy joylashishini va egrilik radiusini aniqlash mumkin.

2.4. DTPK yordamida suratga olingan voqealarni chizmalashtirish va tajriba ma'lumotlarini to'plash.

Ushbu malakaviy bitiruv ishida DTPK-500 rusumli kamerani Birlashgan yadro tadqiqotlari instituti yuqori energiyalar fizikasi laboratoriyasining sinxrofazatronida har bir nukloniga to'g'ri keluvchi impuls 4,2 GeV/c ga qadar tezlashtirilgan P , d , ^4He va ^{11}C yadrolari bilan nurlantirish natijasida olingan stereofotografiyalardan foydalanildi. Bu nurlantirishlar seriyasida kameraning ishchi hajmida bir-biridan 93 mm masofada uchta tantal plastinkasi o'rnatilgan. Ularning o'lchami $(140 \times 70 \times 1) \text{ mm}^3$.

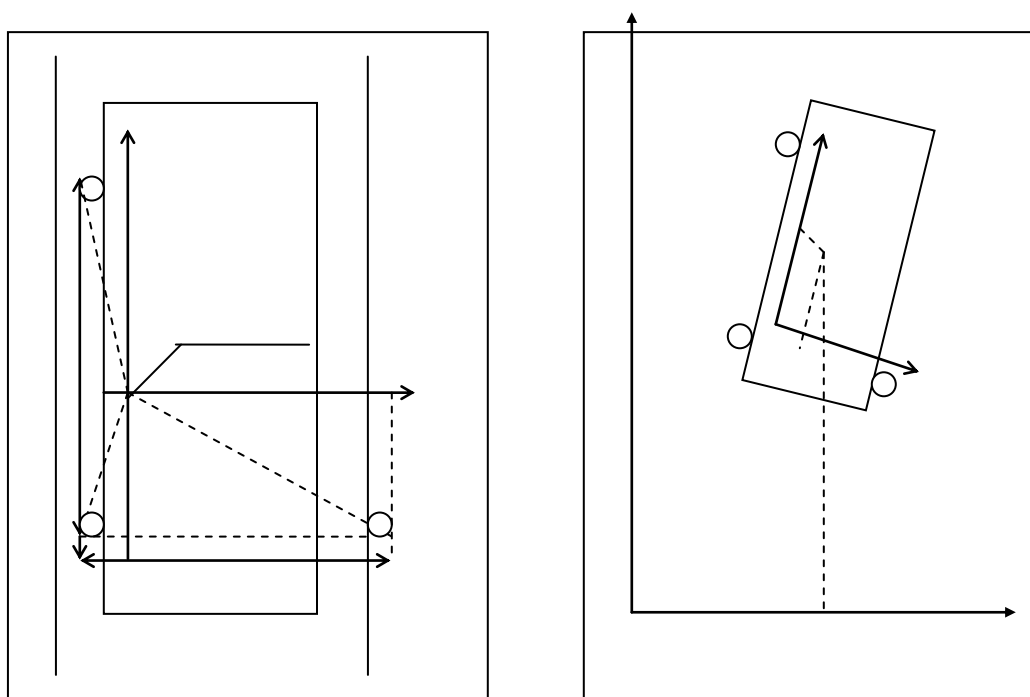
Kameraning har bir sikli uchun fototasvirlar har biri uchtdan obyektivga ega bo'lgan "Russar-44B" rusumli ikkita fotoapparat yordamida olindi. Tasma kengligi 50 mm. Kameraning birinchi yarmini 1,2,3 obyektivlar, ikkinchi yarmini esa 4,5,6 obyektivlar suratga oladi (2.1-rasm). Tasmalarni ko'rish jarayonida 1,2 hamda 5,6



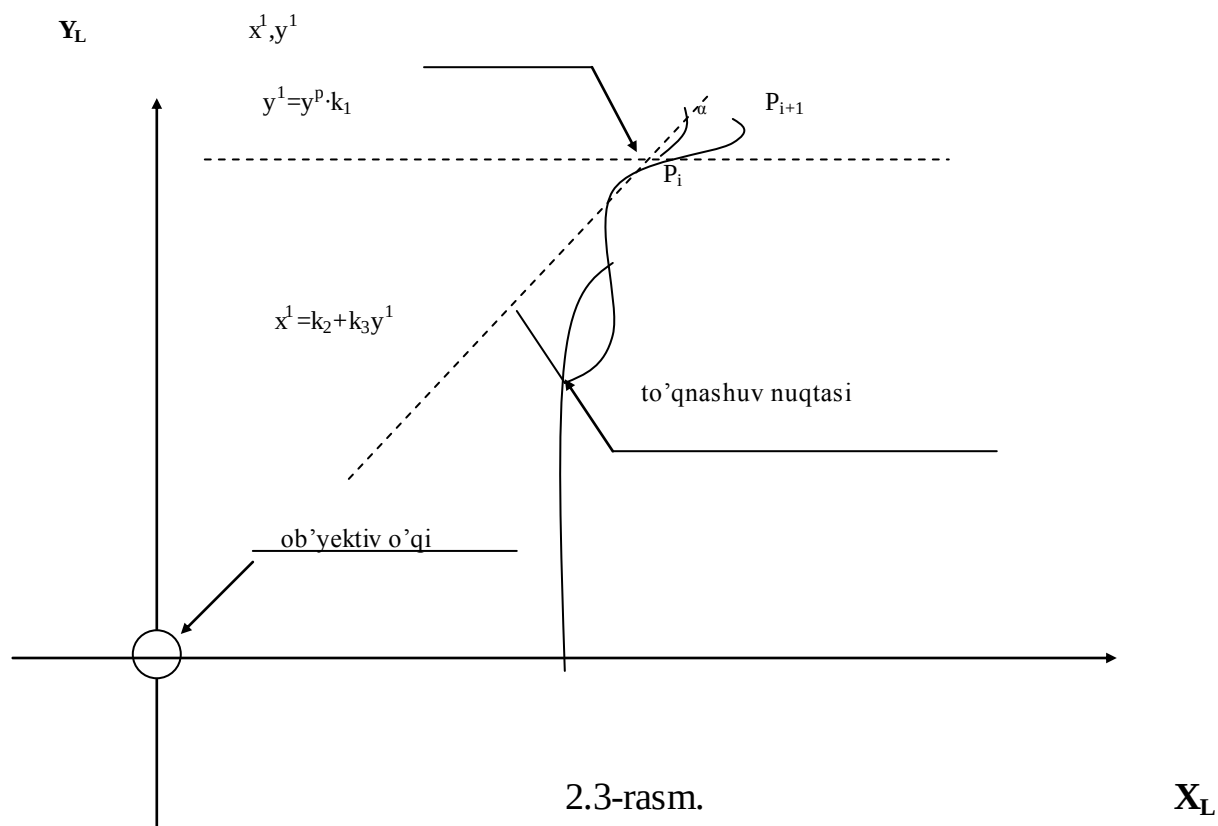
2.1-rasm. Fotoapparat maxkamlangan oynalarda va kamera koordinata sistemasida ob'yektivlarning hamda reper krestlarning joylashish sxemasi.

obyektivlar asosiy va 3,4 obyektivlar yordamchi obyektivlar bo'lib hisoblanadi. 1,2 va 5,6 obyektivlarning bazalari birlamchi dasta yo'nalishiga perpendikulyar bo'lib, ularda tushirilgan tasvirlar mos geometrik programma asosida kameraning ishchi hajmida voqeaning fazoviy "manzaralari"ni tiklash uchun xizmat qiladi. 3,4 obyektivlardan olingan fototasvirlar birlamchi dastasi yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan treklarni ko'rish va o'lchash uchun xizmat qiladi. Kameraning o'rtacha tekisligi uchun tasvirning masshtabi 13:1. Zarrachalar izining optik doimiylari va fazoviy koordinatalari reper krestlar sistemasi yordamida tiklanadi. Kadrdagi ob'yektiv optik o'qlarining reper krestlarga nisbatan joylashuvi 2.2-rasmda ko'rsatilgan. Bu kattaliklarni olish uslubi ishda bayon qilingan. Bu plastinka ichida yuz bergan voqea nuqtasini aniqlash qiyinligi sabablidir. TPK-500 kamerasini nurlantirishda hosil bo'lgan ikkilamchi zarrachalarning parametrlarini o'lchashdagi xatoliklar ishlarda atroflicha keltirilgan.

Kadrdagi kvazimostushuvchi nuqtalar koordinatalarini aniqlash prinsipi 6-rasmda keltirilgan. Kameraning katta oynalarida propan tomonidan 50 ta "ichki"



2.2-rasm. Kadrdaqi reper krestlarga nisbatan optik o'qning joylashishi.



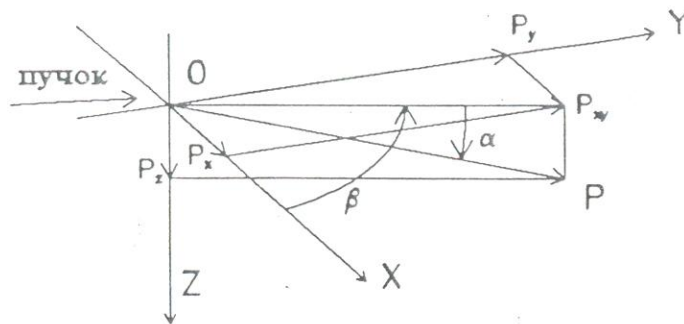
reper kresti chizilgan. Kamera tubida o'rnatilgan dyuralyumin plastinkasida 59 ta krest chizilgan bo'lib, u kameraning ikkala qismini "tikish" vazifasini bajaradi (2.3-rasm).

3-jadval. Kamerani nurlantirishlar turlari. Qavs ichida kamerada o'lchasdan avval elektronika yordamida olingan qiymatlar keltirilgan.

Nishon yadro	Tushuvchi yadro	Bitta nuklonga mos keluvchi impuls, GeV/c
Ta C H		
0 20	Proton	2,2 (2,2)
1 21		4,2 (3,8)
2 22		5,4 (5,4)
9 29		9,9 (9,5)
3 23	He	2,3 (2,2)
4 24		4,2 (3,8)
5 25		5,1 (4,7)
6 26	C	2,3 (2,2)
7 27		4,2 (3,8)
8 28		5,1 (4,7)
10 30	d	2,3 (2,2)
11 31		4,2 (3,8)
12 32		5,1 (4,7)

Tantal plastinkalari kameraning birinchi yarmida joylashtirilgan. Kamera magnit maydoniga joylashtirilgan bo'lib, barcha nurlantirishlar jarayonida uning magnit maydoni kuchlanganligi 15 teslaga teng.

- DTPK-500 suyuq propan (C_3H_8) bilan to'ldirilgan, suyultirilgan propanning zichligi $(0,43 \pm 0,01) \text{ g/sm}^3$ ga teng. Kameraning ishchi temperaturasi 65^0 C .



2.4-rasm. 2-metrli propanli pufakchali kameraning koordinata sistemasi.

Kameraning zaryadlangan zarrachalarni qayd qilish hajmi $(210 \times 65 \times 43) \text{ sm}^3$.

Kameraning koordinata sistemasi 2.4-rasmda ko'rsatilgan.

Bundan tashqari fotoapparatni ushlab turuvchi oynalarda 6 tadan "tashqi" reper krestlari joylashgan. Yuqori energiyali o'zaro ta'sirlashuvlar yuz bergan voqealarni axtarish pufakchali kameradan tushirilgan fototasvirlarni proyeksion ko'ruv stollarida bevosita qarash orqali amalga oshiriladi. Bu stollarning o'lchami kamera o'lchamiga mos tushishi maqsadga muvofiqdir. Tasmadagi kadrlarni qarab chiqish asosan BPS-75 qarash-o'lchash stollarida hamda o'quv-laboratoriya ko'ruv stollarida (jumladan, SamDU yadro fizikasi kafedrasida o'quv laboratoriyalarida) bajariladi. Tanlab olib to'planilgan chizmalar va ma'lumotlar Birlashgan Yadro Tadqiqotlari Instituti (ByaTI) "Avtomatlashtirish va hisoblash texnikasi" laboratoriyasida va, shuningdek SamDU yadro fizikasi qoshidagi "Elementar zarralar fizikasi" ilmiy laboratoriyasida ilmiy xodimlar, aspirantlar hamda ilmiy tadqiqotchilar tomonidan amalga oshiriladi. Fototasmalarni qarashda ishchi kadr sifatida birlamchi treklar soni bo'yicha (yo'nalishi, egriligi, ionizasiyasi hamda izdagi delta-elektronlar zichligi va h.k.larga ko'ra qo'yilgan ma'lum shartlarni qanoatlantiruvchi) qo'yilgan kriteriyalar bajarilgan kadrlar olinadi. Voqelarni ajratishda bir vaqtning o'zida (stereosnimkalar) fototasvirlarning 2 yoki 3 ta proyeksiyasi qaraladi. Fototasvirlarni qarash birlamchi zarrachalarning izi bo'yicha yagona prinsip bo'yicha olib boriladi:

- pufakchali kameraning ishchi hajmida birlamchi zarrachalar qayd qilinadi;
- birlamchi to'qnashuvda hosil bo'lgan barcha zaryadlangan zarrachalar ko'plamchiligi aniqlanadi;
- ikkilamchi zarrachalar zaryadining ishorasi bo'yicha ajratiladi va imkon boricha identifikatsiyalanadi;
- Birlamchi to'qnashulardan hosil bo'lgan neytral zarrachalar (γ , n, V, K va h.k.) qayd etiladi.

Jumladan γ -kvantlar soni ($e^- e^-$) juftining konversiyasi orqali qayd etiladi agar yulduzcha va ($e^- e^-$) – juftini birlashtiruvchi chiziq elektron va pozitron treklari orasidan o'tsa. Tanlangan voqeadagi izlarning koordinatasi ByaTI dagi "PUOS" rusumli yarim avtomatik qurilmada o'lchanadi. Voqeaning fazoviy "manzarasi"ni tiklash uchun 2-metrli uchinchi proyeksiyadan ham foydalaniladi. Tantal plastinkasida yuz bergan voqealarni qayta ishlashda ikkilamchi zarrachalar izidagi birlamchi nuqta plastinka tashqarisidan olinadi. Bu plastinka ichida yuz bergan voqea nuqtasini aniqlash qiyinligi sabablidir. TPK-500 kamerasini nurlantirishda hosil bo'lgan ikkilamchi zarrachalarning parametrlarini o'lchashdagi xatoliklar ishlarda atroflicha keltirilgan.

III BOB. TAJRIBA VA NAZARIY HISOBLAR TAHLILI

Tajriba ma'lumotlari 20500 ta CC- noelastik o'zaro ta'sirlashuvlar va nazariy hisoblar uchun KGTM bo'yicha generatsiya qilingan 15000 ta CC- noelastik o'zaro ta'sirlashuvlardan iborat.

Ma'lum energiyali har xil yadro-yadro to'qnashuvlarini solishtirish nuklonlar qay tarzda energiya yo'qotishini va to'qnashuv dinamikasini o'rganishga imkon berishini ko'rsatadi. Bu ishdan maqsad inklyuziv CC-to'qnashuvlarda zarrachalar tug'ilishini solishtirish, ikkilamchi protonlarning o'rtacha kinematik harakteristikalar va spektrlari to'qnashuvlarning markaziyli oshishi bilan qanday o'zgarib borishini ko'rsatishdan iborat. Tajriba natijalarini kvark-glyuonlari tori hisoblari bilan solishtirish bu maqolaning ikkinchi maqsadidir. Bu ishda biz hA - va AA- relativistik energiyali to'qnashuvlari uchun KGSM Monte-Karlo versiyasidan foydalandik [11-15]. Modelda adronning hosil bo'lishi kvark-glyuonlar torining shakllanishi va emirilishi orqali yuz beradi deb qaraladi. Tor emirilishning fazo-vaqt dinamikasi va torning to'qnashuvi uyg'ongan tor oxirida joylashgan additiv valent kvarkni approksimatsiyalashga mos holda olingan. Model shuningdek, adronlar sochilishini va rezonansning emirilishini ham o'z ichiga olgan. Ikkita to'qnashuvchi yadrolarning evolyutsiya holati relyativistik Bolsman turidagi kinetik tenglamalari birlashish sistemalari orqali yozilgan.

Bu tahlil uchun qiziqarli bo'lgan protonlardir. Spektator protonlarni chiqarib tashlaganidan so'ng qolgan voqealar o'rganildi. Bizning tajribamizda spektator deb $P > 3 \text{ GeV}/c$, chiqish burchagi $\theta < 3^\circ$ bo'lgan (snaryad spektatorlari) hamda $P < 0,3 \text{ GeV}/c$ (nishon spektatorlari) olindi. qayd qilingan barcha manfiy zarrachalar, aniq qayd qilingan elektronlardan tashqari, π^- - mezonlar deb qabul qilingan.

Propanli pufakchali kamera texnologiyasi ham ma'lum tajribaviy chegaralarga ega. π mezonlarning qayd qilinish chegarasi CC- to'qnashuvlar uchun $70 \text{ MeV}/c$ ($l=3 \text{ sm}$). Bu chegaradan kichik energiyali π - mezonlar xato tarzda kamerada to'xtovchi protonlar deb qabul qilingan. CC – to'qnashuvlarda impulsli $P < 150 \text{ MeV}/c$ bo'lgan protonlar ($l < 2 \text{ mm}$) kamerada ko'rinmaydi. Binobarin, ma'lum impuls va burchak oralig'idagi zarrachalar 100% effektivlik bilan qayd qilinmaydi.

Detektor effektivligini yaxshilash uchun ma'lum tuzatmalar kiritiladi. Birinchidan, ma'lumotlar kameraning optik o'qiga nisbatan kichik burchak ostida chiquvchi zarrachalarga va tantal plastinkasiga yutilib qoluvchi izlarga tuzatma kiritiladi. Bu tuzatmadan maqsad azimutal burchak bo'yicha izotroplikni va chiqish burchagi θ bo'yicha tekis taqsimotni ta'minlashdan iborat. Ikkinchidan, impulsi $P < 0,5 \text{ GeV}/c$ bo'lgan π^+ -mezonlarni ionizatsiya va chopish yo'li uzunligiga ko'ra protonlardan ajratib bo'lmaydi. Bunday π^+ - mezonlar DST ga proton deb kiritiladi. π^+ - mezonlarning protonlarga aralashmasi $P < 0,5 \text{ GeV}/c$ bo'lgan π —mezonlarning soniga qarab quydagicha ajratib olinadi.

$$n_p = n_+ - n_{\pi^+}(P < 0,5 \text{ GeV}/c) - kn_{\pi^-}(P > 0,5 \text{ GeV}/c)$$

bu yerda n_{π^+} -bir zaryadli, qayd qilingan musbat zarralar soni. CC - to'qnashuvlar uchun $k=1$ (izoskalyar yadro uchun $\langle n_{\pi^+} \rangle = \langle n_{\pi^-} \rangle$). Bu qiymat tantal yadrosi proton- defitsit yadro, ya'ni π^+ defitsit bo'lgani uchun ham kichikdir. Uchinchidan, $P > 480 \text{ MeV}/c$ bo'lgan deytronlarning va $P > 650 \text{ MeV}/c$ bo'lgan tritonlarning ikkilamchi protonlar ichidagi aralashmasi ham mos holda olinadi. Deytronlar va tritonlar ionizatsiyasiga ko'ra faqat 1-2 GeV/c impuls intervalida farqlanadi. d va t larning aralashmasi ichki kaskad modelining Dubna versiyasida generatsiya qilingan voqealar statistikasidan foydalanib chiqarib tashlanadi. Bu modelga ko'ra impulsning barcha intervallari uchun $p/(p+d)$ nisbat hisoblanadi va bu extimoliyatlar protonlar uchun tajriba ma'lumotlaridan olinadi.

Bizning ma'lumotlarda, shuningdek, manfiy pionlar va ishtirok etuvchi protonlar spektrlarining "markaziylik darajasi"dan bog'liqligi hamda zarba parametri qiymatlari intervallarida ko'rildi. Markaziy to'qnashishni aniqlashda zarba parametrini aniq o'lchab bo'lmasligi sababli biz ishtirokchi protonlarning sonidan foydalandik.

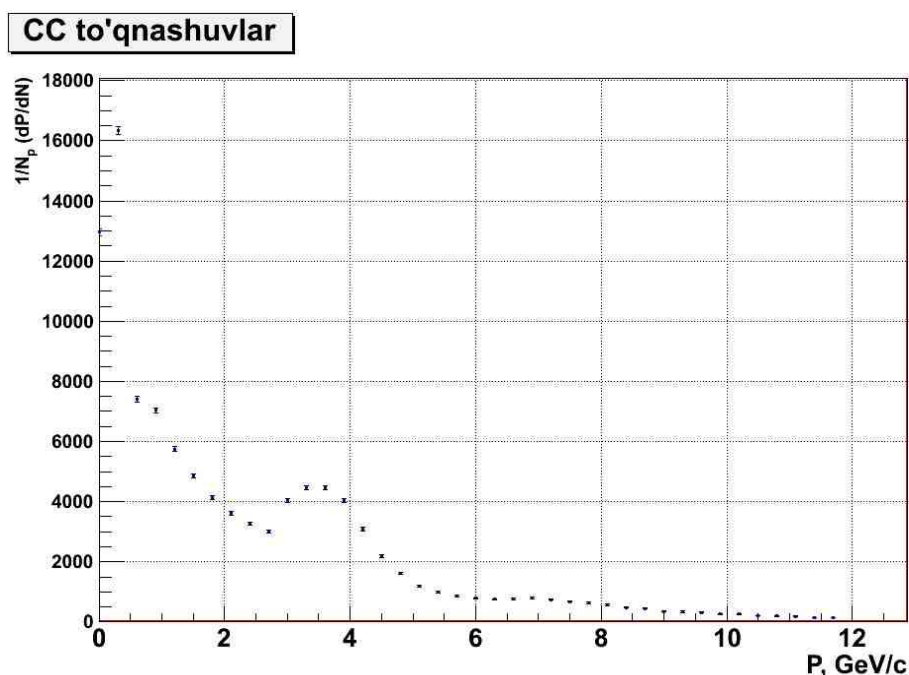
Bu filtrlash natijasi sifatida barcha sekin zarrachalar 2mm li propan qatlamida va tantal plastinkasida yutiladi deb, chiqarib tashlandi.

3.1. CC-to'qnashuvlarda protonlarning impuls bo'yicha taqsimoti

Bizning ma'lumotlarda shuningdek, manfiy pionlar va ishtirok etuvchi pionlar spektrlarining “markaziylik darajasi” dan bog'liqligi hamda zarba parametri qiymatlari intervallarida ko'rildi. Markaziy to'qnashishni aniqlash zarba aniqlashda zarba parametrini aniq o'lchab bo'lmasligi sababli biz ishtirokchi protonlarning sonidan foydalandik. Barcha noelastik voqealar bir xil statistik qiymatga ega bo'lgan o'rta 3 guruhga bo'linadi: $N_p \leq \langle N_p \rangle$, $\langle N_p \rangle < N_p \leq 2\langle N_p \rangle$ va $N_p \geq 2\langle N_p \rangle$. Protonlarning soni CC da $4,35 \pm 0,03$.

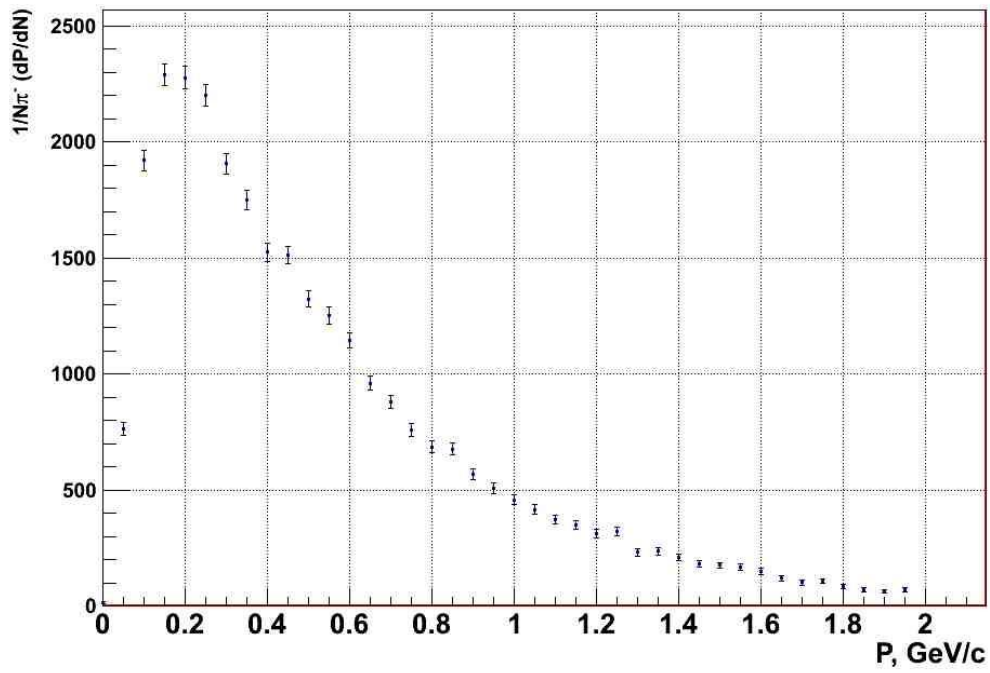
CC -to'qnashuvlar uchun $N_p \leq \langle N_p \rangle$ podgruppalar pereferial to'qnashuvlarga mos keladi va to'liq noelastik to'qnashishi kesimi σ_{in} ning $\approx 60\%$ ini tashkil etadi. $N_p \geq \langle N_p \rangle$ podgruppalar markaziy to'qnashuvlarga to'g'ri kelib, $\approx 0,1 \sigma_{in}$ ni tashkil etadi.

10-rasmda barcha CC-noelastik to'qnashuvlarda (3.1-rasm) va markaziy CC-to'qnashuvlarda (3.2-rasm) hosil bo'lgan protonlarning bo'ylama impuls bo'yicha taqsimotlari keltirilgan.



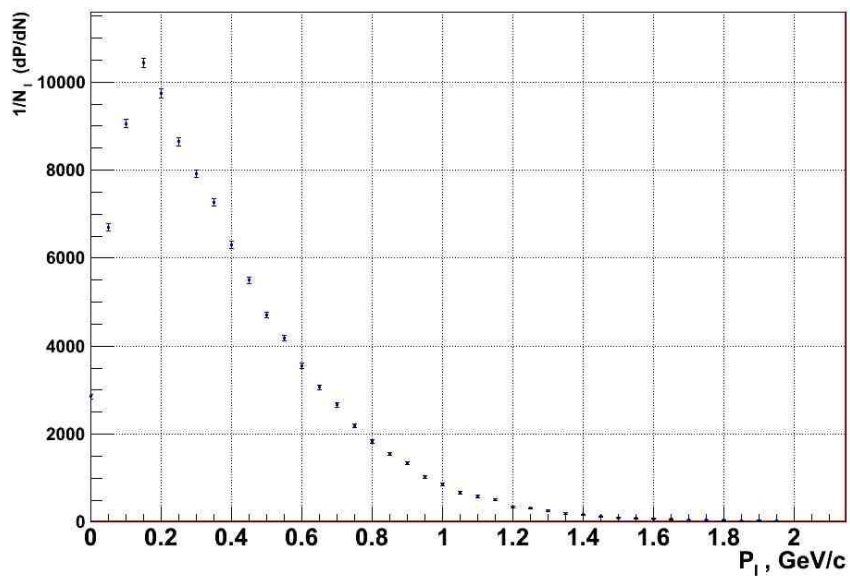
3.1-rasm. CC-markaziy to'qnashuvlarda hosil bo'lgan protonlarning
to'la impuls bo'yicha taqsimoti.

CC to'qnashuvlar



3.2-rasm. CC-markaziy to'qnashuvlarda hosil bo'lgan protonalrning bo'ylama impuls bo'yicha taqsimoti.

CC to'qnashuvlar



3.3-rasm. CC-to'qnashuvlarda hosil bo'lgan protonalrning ko'ndalang impuls bo'yicha taqsimoti

3.3–rasmda CC- o'zaro ta'sirlashuvlardagi protonlarning P_t invariant spektri keltirilgan. KGSM hisoblari yuqori P_t larda protonlarning chiqishini uncha yaxshi baholay olmasada, umuman olganda hisoblar mos keladi. (Protonlar ko'ndalang impulsleri spektri yelkali eksponentaga o'xshaydi). Yelka va qo'lning burilish nuqtasi 0,4 GeV/c atrofida. Protonlar spektrini kuzatish, unda kollektiv ko'ndalang oqim mavjud ekanligini ko'rsatadi. Protonlarning P_t bo'yicha taqsimoti shaklini markaziy va periferial to'qnashuvlar uchun solishtirish markaziy to'qnashuvlar oshishi bilan to'qnashuvlarda P_t ning yuqori qiymatlarida protonlarning chiqishi oshib boradi.; Binobarin, protonlar uchun CC- to'qnashuvlarda $\langle P_t \rangle$ 17% ga ($0,445 \pm 0,003$ dan $0,523 \pm 0,004$ ga qadar). KGSM spektr formasidagi o'zgarishni hamda protonlar uchun P_t ning markaziy to'qnashuvlar oshishiga bog'liqligini tushuntira olmaydi. Modelga ko'ra, CC to'qnashuvlar holida yuqori P_t li protonlarning chiqishi va $\langle P_t \rangle$ ning oshishi tajribadagi singari tez ko'tarila olmaydi. CC-- to'qnashuvlarda $\langle P_t \rangle$ o'sishining har xil normalari proton kanallarining har xil turli parsial hissalar bilan bog'liqligi ehtimoliyati bilan bog'liq.

DIR protonlar uchun $\langle P_t \rangle$ o'zgaruvchini KGSM tuzilishida tahlil qilish ko'rsatdiki, CC-to'qnashuvlarda markaziylik oshishi bilan $\langle P_t \rangle$ uchun RES protonlarning oshishi DIR protonlarning oshishiga nisbatan sust. CTa-to'qnashuvlarda esa RES protonlar uchun $\langle P_t \rangle$ 6% kamayib, bu kattalik DIR protonlar uchun o'zgarmasdan qoladi.

3-jadval. CC-to'qnashuvlarda hosil bo'lgan protonlar va pionlarning o'rtacha kinematik xarakteristikalar.

Ta'sirlashuv Turi	$\langle n_p \rangle$	$\langle P_p \rangle$ $\Gamma\Theta B/c$	$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$\langle P_{\pi^-} \rangle$ $\Gamma\Theta B/c$	$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$\langle P_{\pi^+} \rangle$ $\Gamma\Theta B/c$
CC- to'liq	$4,20 \pm 0,03$	$1,80 \pm 0,01$	$1,48 \pm 0,01$	$0,74 \pm 0,01$	$2,61 \pm 0,06$	$0,52 \pm 0,01$
CC- markaziy	$6,47 \pm 0,02$	$1,23 \pm 0,02$	$2,23 \pm 0,02$	$0,613 \pm 0,0$	$3,81 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,01$

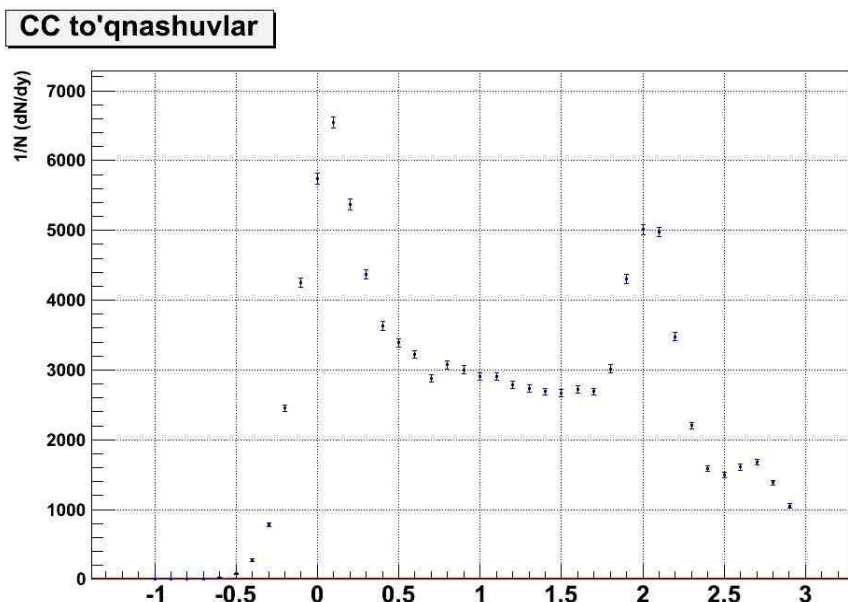
3.2. CC-to'qnashuvlarda protonlarning tezkorlik bo'yicha taqsimotlari

Tezkorlik, ikkinchi bog'lik bo'lmagan kattalik sifatida, zarralar harakatini bo'ylama yo'nalishida ifodalovchi parametrdir.

3.4-rasmda CC-to'qnashuvlarda hosil bo'lgan protonlarning laboratoriya sistemasidagi tezkorlik bo'yicha taqsimotlari ko'rsatilgan.

KGSM bilan solishtirish CC- to'qnashuvlardagi pionlar inklyuziv tezkorlik spektrini model yaxshi ifodalashini ko'rsatadi. Tantal nishon uchun taqsimot shaklini beradi. Biroq bu taqsimotda π^- - mezonlar ko'plamchiligi taqsimot cho'qqisi atrofida ancha yuqori. Pionlar tezkorligi spektrining N_p bog'liqligi shuni ko'rsatadiki ikkala to'qnashuvlar uchun ham model periferial to'qnashuvlardagi pionlar spektrini to'liq ifodalaydi, Biroq markaziy to'qnashuvlarda KGSM ga ko'ra, π^- - mezonlar ko'plamchiligi taqsimoti cho'qqisi atrofida ancha kichik.

Gauss fitidan aniqlangan taqsimotlar kengligi snaryadning qayd etilgan energiyalari uchun nishon yadrodan bog'liq emas.



3.4-rasm. Protonlarning tezkorlik bo'yicha taqsimoti.

Pereferial ($\sigma_{\text{Pep}}^{\text{CC}}=0.85$) to'qnashuvlardan markaziy ($\sigma_{\text{map}}^{\text{CC}}=0.78$) to'qnashuvlarga o'tishda σ ning 10-15% atrofida kamayadi. σ ning olingan qiymatlari boshqa ishlar natijalari bilan juda yaxshi mos keladi. Unga ko'ra keltirilayotgan zarrachalar uchun tezkorlik taqsimoti E=3.7 GeV energiyadagi nuklonlar emulsiyasi uchun o'lchangan bo'lib, o'zgaruvchilari markaziy to'qnashuvlar uchun 0.74 ga pereferial to'qnashuvlar uchun 0.94 ga teng. Shu holdagi KGSM dagi markaziy to'qnashuvlar va tajriba malumotlari biroz tor taqsimotni beradi. DIR va RES pionlar uchun tezkorlik taqsimotini alohida-alohida tahlil qilish ular Gaussian shaklida ekanligini ko'rsatadi. RES pionlar uchun DIR pionlar uchun taqsimot kabi keng emas.

CC-to'qnashuvlardagi ishtirokchi protonlarning inklyuziv tezkorlik taqsimotlari keltirilgan. Ularning shakli pionlar tezkorli taqsimotiga nisbatan ancha murakkab ko'rinishga ega. Y=1,1 atrofidagi ikkita simmetrik cho'qqi, CC-to'qnashuvlar uchun ko'rinish turibdi. Tezkorlik taqsimotidagi nishon va snaryad nuklonlari tufayli hosil bo'ladi.

Ishtirokchi protonlar uchun tezkorlik taqsimotida o'zgarish kuchli. 3.4-rasmda pereferial va markaziy CC- to'qnashuvlar uchun ishtirokchi protonlarning tezkorlik

taqsimotida pereferial to'qnashuvlar uchun ikkita yaqqol cho'qqini, nishon va tushuvchi protonlardan iborat bo'lgan, ko'rish mumkin. To'qnashuvning markaziyliги oshishi bilan snaryad va nishon cho'qqilari bir-birini ko'plab, markaziy plato oshib boradi. Asimmetrik yadrolarning markaziy to'qnashuvlarida (masalan, CTA-to'qnashuvlarda) snaryad deyarli to'liq to'xtaydi, tezkorlik taqsimoti shaklini o'zgartiradi va faqatgina assimmetrik cho'qqi qoladi. Cho'qqi nishon va snaryad protonlaridan iborat bo'lsada $Z_{Ta} \gg Z_C$ sababli, maksimumning vaziyati pereferial to'qnashuvdagi nishon cho'qqisi holidagi kabi.

KGSM markaziylikning oshishi bilan protonlar spektridagi o'zgarishni mal'um darajada yaxshi ifodalaydi. Shu narsa aniqlandiki, KGSM dagi bu o'zgarishlarga ikkilamchi zarrachalarning qay tarzda hosil bo'lishi sababdir. DIR va RES protonlarning pereferial va markaziy to'qnashuvlardagi tezkorlik taqsimotlari keltirilgan. RES protonlar sonining N_p bilan oshishi, tezkorlik markaziy qismini asosan egallab olgan, CC- markaziy to'qnashuvlarda platoning paydo bo'lishining sababchisidir. Ushbu ishda 4,2 AGeV/c impulsli CC- va CTA- to'qnashuvlarda zarrachalar hosil bo'lishining massa sonidan hamda to'qnashuv markaziyliги (N_p)dan bog'liqligi tadqiq qilindi va solishtirildi. Jumladan, pionlar hamda ishtirokchi protonlarning tezkorlik va ko'ndalang impuls bo'yicha taqsimotlari tahlil qilindi. Natijalar ikkilamchi zarrachalar sochilish jarayonlarini hamda rezonanslarning hosil bo'lishi, o'zaro tasirlashuvi va yemirilishini hisobga oluvchi KGSM hisoblari bilan solishtirildi.

Biz aniqladikki, simmetrik to'qnashuvlarda pionlar uchun $\langle Y \rangle$, $\langle Pt \rangle$ o'rtacha kinematik harakteristikalar va protonlar uchun $\langle Y \rangle$ markaziy to'qnashuvlardan bog'liq emas ekan. Assimmetrik to'qnashuvlar holida ularning to'qnashuv markaziyliги oshishi bilan kamaya borishi tantal nishonida qayta sochilish jarayonlarining o'sishi bilan aniqlandi. Ikkala to'qnashuv uchun ham to'qnashuv markaziyligining o'sishi bilan protonlar o'rtacha ko'ndalang impulsining oshib borishigina mustasno qilindi. Bu o'sish KGSM orqali ifodalanmaydi.

Protonlarning o'rtacha impulsini o'rtacha tezkorlik oraliqlarida tahlil qilish ularning ikki komponentali termik model orqali yaxshi ifodalanishini ko'rsatadi.

KGSMga ko'ra, bu ikki komponentali shakl ikkala manbadan hosil bo'luvchi (rezonanslarning yemirilishi va to'g'ridan-to'g'ri reaksiyalar) pion (proton) spektrlari superpozitsiyasi kabi yuzaga keladi (paydo bo'ladi).

Protonlar va pionlar tezkorliklari spektrlarni o'rganish to'qnashuv markaziyligining o'sishi bilan ularda farq mavjudligini ko'rsatadi. Nishon massa sonini va to'qnashuv markaziyligini hisobga olmaganda, pion tezkorlik taqsimoti ishtirokchi massa markazi tezkorligining Gaussiani markaziy bo'ladi. Pionlar xolida esa aksincha: protonlarning tezkorlik bo'yicha taqsimoti to'qnashuvning markaziyligidan kuchli darajada bog'liq. Pereferial to'qnashuvlarda taqsimot aniq chuqurlikka ega bo'lib, bunda nishon va proton- snaryad hissalar ajralib turadi. Markaziy to'qnashuvlarda ikkala pik yo'qolib, ikkita plata hosil bo'ladi. KGTM pion va protonlar spektrini to'liq ifodalaydi. Xulosa qilish mumkinki, tezkorlik taqsimotining to'qnashuv markaziyligidan, nishon massa sonidan bog'liqligi markaziy to'qnashuv va og'ir nishon holida ko'plab protonlar to'xtashining yaqqol qayd qilinishidir.

X U L O S A

Yuqori energiyali CC- noelastik o'zaro ta'sirlashuvlar mexanizmini o'rganish bo'yicha bajarilgan ishlar va olingan tajriba natijalari hamda ularning KGSM hisoblari bilan solishtirilishining tahlillari bo'yicha quyidagi xulosalar olindi:

1. Ushbu ishda 4,2 AGeV/c impulsli CC- to'qnashuvlarda zarrachalar xosil bo'lishi jarayonlari tadqiq qilindi. Jumladan ishtirokchi protonlarning tezkorlik va ko'ndalang impuls bo'yicha taqsimotlari tahlil qilindi.
2. Katta tajriba statistik ma'lumotlaridan (37000 C(C₃H₈)-to'qnashuvlar) maxsus kriteriyalar asosida CC- va CC-markaziy to'qnashuvlar ajratib olindi. CC-to'qnashuvlarda markaziylik ~30% ekanligi aniqlandi.
3. Markaziy to'qnashuvlarla hosil bo'lgan protonlarning to'la va ko'ndalang impuls bo'yicha taqsimotlarining spektrlari olindi. Olingan spektrlar KGSM modeli bo'yicha 15000 ta CC- to'qnashuvlari nazariy hisoblari bilan solishtirildi. Ko'ndalang impuls spektrining quyi qismida model hisoblari tajriba natijalaridan biroz yuqori bo'lsa, spektrning yuqori qismida esa CC-to'qnashuv uchun ham aksincha.
4. Ko'ndalang impulsdagi spektrlarning mos tushmasligini reaksiyada bevosita ishtirok etuvchi protonlarning hamda Δ -rezonans orqali tug'iluvchi pionlarning birgalikdagi hissasi kamligi bilan tushuntirish mumkin.
5. CC- markaziy to'qnashuvlar uchun ikkilamchi zarrachalarning tezkorliklari bo'yicha olingan spektrlar o'rganib chiqildi va model hisoblari bilan solishtirish natijalari tahlil qilindi. Biz aniqladikki, simmetrik to'qnashuvlarda ikkilamchi protonlar uchun o'rtacha kinematik xarakteristikalar qiymatlarida markaziylikning ta'siri yaqqol ko'rinadi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. O'zbekiston Respublikasining "Ta'lim to'g'risida"gi Qonuni.// Barkamol avlod-O'zbekiston taraqqiyotining poydevori. –T: 1997. 20-29 b.
2. O'zbekiston Respublikasining "Kadrlar tayyorlash Milliy dasturi".// Barkamol avlod-O'zbekiston taraqqiyotining poydevori. –T.; 1997. –b. 31-61.
3. Karimov I.A. "O'zbekiston XXI asr bo'sag'asida: xavfsizlikka tahdid, barqarorlik shartlari va taraqqiyot kafolatlari" Toshkent, "O'zbekiston" 1997.
4. Karimov I.A. "Yuksak ma'naviyat – yengilmas kuch". –Toshkent: "Ma'naviyat", 2008 -171 b.
5. Karimov I.A. "O'zbekiston XXI asrga intilmoqda". Toshkent, "O'zbekiston", 1999.
6. K.N.Muxin. Eksperimentalnaya yadernaya fizika. T.2, M.1974.92-333s.
7. Yu.M.Shirokov, N.P.Yudin. Yadernaya fizika. M.1980. 273-429 s.
8. A.I.Naumov. Fizika atomnogo yadra i elementarnix chastis. M. 1984. 260-382 c.
9. Gpishin V. G., Inklyuzivniye processi v adronnix vzaimodeystviyax pri vysokix energiyax, M., 1982;
10. Murzin V. S., Saricheva L. I., Vzaimodeystviya adronov vysokix energiy, M., 1983;
11. Feynman R., Vzaimodeystviye fotonov s adronami, per. s angl., M., 1975;
12. Nguen Vam Hieu, Preprint IFVE 67- 49-K, Serpuxov, 1967; Logunov A. A., Myestvirishvili M. A., Petrov V.A., Inklyuzivniye processi i dinamika silnix vzaimodeystviy, "EChAYa", 1983, t. 14, v. 3, s. 493;
13. Gudima K.K., Toneyev V.D. «Nablyudalis li udarniye volni v yadernix stolknoveniyax». YaF.-1978.-t.27.-s.658-666.
14. Field R.D., Feynman R.P. «Quark elastik scattering as a source of high-transverse - momentum mesons.» Phus. Rev. -1977. –V.D187. –p.2590-2616.
15. Anisovich V.V., Shekter V.M., Shabelski Yu. M. «Yelds of projectile fragments in hadron –nucleus interactions and quark structure of hadrons.»
16. Anisovich V.V «Quark model for multipartikli and inclusive reactions». Nucl.Phys.-B.1973. –V.55. –p.455-466.
17. Bialas A., Bleszynski M., Czyz M. Multiplicity distributions in nucleus-nucleus collisions at high energies. Nucl. Phus. –1976. –V.B111. No.3. –p.461-476.
18. K.N. Abdullayeva, S.P. Batrayev, A.A. Yuldashev. Poluavtomaticheskaya ustanovka dlya izmereniya koordinat na snimkax s trekovix kamer.// Vzaimodeystviya chastis vysokoy energii s nuklonami i yadrami. –Tashkent: FAN. –1972. –S.192-196.

19. R.X. Karimov, V.D. Lipin, A.A. Yuldashev i dr. Prosmotrovoizmeritelnyy kompleks dlya obrabotki filmovoy informatsii s puzirkovix kamer. // Mnojestvenniye processi pri vysokix energiya. –Tashkent: FAN. –1976. –S.256-262.
20. Ya. Balgansuren, N.A. Buzdavina, T. Erdenedelger. //Preprint OIYaI. –Dubna, 1989. -№10-89 – 40. –S.5.
21. N.A. Buzdavina, T. Erdenedelger. Vzaimodeystviye polzovateley s SVM YeS EVM v prosesse obrabotki filmovoy informatsii. //Preprint OIYaI. –Dubna, 1991. -№10-91-81. –S.6.
22. Sultanov M.U., Daminov F., Aliqulov S.S., Bekmirzaev R.N., Bekmirzaeva X., Xobutaev Sh. Dependence of formation of secondary protons and π^- - mesons in dC, α C and CC interactions at 4.2 A·GeV/c on the degree of centrality. International Conference Nuclear Science and its application Samarkand, Uzbekistan, September 24-28, 2012. p.131-132
23. Sultanov M.U., Nodirov G., Xalilova X., Bekmirzaev R.N., Aliqulov S.S., Joniqulov A., Bekmirzaeva X. Kinematical characteristics of secondary charged particles in CC and CTa interactions at 4.2 GeV/c per nucleon. International Conference Nuclear Science and its application Samarkand, Uzbekistan, September 24-28, 2012. p.133-134.
24. R.N. Bekmirzayev, F.Yu. Nodirov, O.Ravshanov, I.Suvonov, M.U. Sultonov, Sh. Usmonov. Yadro – yadro to'qnashuvlarida orqa sferada tug'iluvchi π^- -mezonlar xususiyatlarini o'rganishga FRITIOF modelining tadbiqi. SamDU axborotnomasi, 2011 yil.1 – son.43 – 47 – betlar.
25. R.N.Bekmirzayev, V.A.Belyakov, K.Olimov, M.U.Sultonov, G.Yu.Nodirov. Nukloni spektatori v SS-soudarenilyax pri 4,2 A·GeV/c. DAN RUz. 6-2011, c.36-38. Tashkent-2011.
26. R.N. Bekmirzayev, F.Yu. Nodirov, O.Ravshanov, I.Suvonov, M.U. Sultonov, Sh. Usmonov, Yadro – yadro to'qnashuvlarida orqa sferada tug'iluvchi π^- -mezonlar xususiyatlarini o'rganishga FRITIOF modelining tadbiqi. SamDU axborotnomasi, 2011 yil. 1 – son.43 – 47 – betlar.
27. Bekmirzayev R.N., Belyakov V.A., Olimov K., Nodirov G. Yuldashev B.S. Teoreticheskiy raschet kinematischeskix xarakteristik nuklonov cpektatorov iz vozbujdenного yadra-misheni ugleroda. Dokladi Akademii nauk Respubliki Uzbekistan. 3-2012, s.27-31