

Հայաստանի e-Գիտության Հիմնադրամ  
(Armenian e-Science Foundation)

և

Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտ

Մարինա Գրիգորյան, Տաթևիկ Պողոսյան

Ուժեղ փոխազդեցությունների ֆիզիկայի հիմունքները

ԵՐԵՎԱՆ  
2006 թ

# Բովանդակություն

էջ

§1 Ներածություն: Ինչպե՞ս է տիեզերքը կազմակերպված.....	3
§ 2 Տարրական մասնիկների ֆիզիկայում օգտագործվող չափման միավորները ...	4
§ 3 Ուժեղ փոխազդեցություններ (ՈւՓ): Հադրոններ, նրանց հատկությունները: ՈւՓ–ի պահպանման օրենքները.....	7
§ 4 Քվարկներն և գլուոններն որպես ուժեղ փոխազդող նյութի տարրական բաղադրիչներ .....	13
§ 5 Նյութի նոր, էքստրենալ գերխիտ և գերտաք վիճակ՝ Քվարկ–Գլյուոնային Պլազմա (ՔԳՊ) .....	16
§ 6 Մասնիկների ու իոնների արագացուցիչները որպես գործիք ՈւՓ-ի լաբորատոր ուսումնասիրության համար.....	18
§ 7 ՔԳՊ-ի որոնումը ՌԻՇԻԲ (ուլտրառեյատիվիստիկ ծանր իոնների բախումներ) փորձերում.....	21
§ 8 Մասնիկների դետեկտորներ .....	23
§ 9 CERN-ի NA60 գիտափորձը: 158A ԳէՎ էներգիայով In-In կենտրոնական բախումների տվյալների վերլուծությունը .....	25
Շնորհակալություններ .....	32
Գրականություն .....	33

## § 1 Ներածություն: Ինչպե՞ս է տիեզերքը կազմակերպված

Իր էվոլյուցիայի հազարավոր տարիների ընթացքում Հոմո սապիենսը (մարդ բանականը) անընդմեջ ձգտել է ներթափանցել շրջապատող աշխարհի էության մեջ, պատշաճ մեկնաբանություն տալ բնության տարբեր երևույթներին և ներգործել դրանց վրա: Սակայն, իր որոնումներում բախվելով անհաղթահարելի դժվարությունների, նա դիմում է կրոնին՝ պաշտելով անըմբռնելի և առեղծվածայինը: Հին հունական պանթեոնի աստվածները դեկավարում էին կրակը, շանթը, փոթորիկը, երկրաշարժը և բնության այլ երևույթներ: Միևնույն ժամանակ հին հույները սկիզբ դրեցին բնության արատրակտ ուսումնասիրություններին՝ ներմուծելով նյութի տարրերի և բաղադրիչների գաղափարներ: Հայտնի հույն փիլիսոփա Դեմոկրիտոսը, որն ապրել է մ.թ.ա. IV դարում, ասել է. «Վերջավոր քանակությամբ բաժանումներից հետո գալիս է մի սահման, որից հետո բաժանումը դառնում է այլևս անհնարին: Ողջ մատերիան կառուցված է անտեսանելի մասնիկներից, որոնց անվանում ենք “ատոմներ”», – հունարենից “ատոմ” “անբաժանելի”:

Սակայն բնության բուն գիտական հետազոտությունները սկսվեցին միայն 17–րդ դարում՝ անհրաժեշտ սարքերը հնարելու և ստեղծելու շնորհիվ:

Ատոլադիտակներով զինված «բանականը» հայտնաբերեց, որ անզեն աչքի համար տեսանելի երկնքում առկայծող աստղերը և մյուս օբյեկտները միլիարդավոր գալակտիկաներով, աստղերով, մոլորակներով, գազային միգամածություններով և այլնով բնակեցված անսահման մեծ Տիեզերքի միայն մի չնչին մասն են կազմում:

Մյուս կողմից, գիտական միտքը սևեռվեց դեպի նյութի ներքին կառուցվածքի փորձարարական ուսումնասիրությունները, որոնց արդյունքում 19–20–րդ դարերում հայտնաբերվեցին ատոմը, նրա միջուկը, տարրական մասնիկները և նյութի այլ բաղադրիչ տարրերը:

Ինչքան էլ ապշեցուցիչ թվա, բնության այս ամբողջ բազմազանությունը և շրջապատում դիտարկվող երևույթները կազմավորվում ու դեկավարվում են ընդամենը 4 տեսակի ուժերի կողմից: Դրանք են՝ ուժեղ, էլեկտրամագնիսական, թույլ և գրավիտացիոն ուժերը: Այս ուժերից երեքը՝ ուժեղը, էլեկտրամագնիսականը և գրավիտացիոնը, կարելի է անվանել նյութը “կազմավորող” ուժեր, իսկ թույլը՝ “տրոհող”: Ունենալով ֆիզիկական տարբեր բնույթներ՝ այդ ուժերը ազդում են տարբեր հեռավորությունների վրա:

Ուժեղ փոխազդեցությունները պայմանավորում են հադրոնների միջև փոխազդեցությունը (տես § 3)՝ պահելով պրոտոնները և նեյտրոնները միջուկներում: Նրանք պարփակում են ուժեղ փոխազդող նյութի տարրական բաղադրիչները՝ քվարկները և գլյուոնները, բարիոններում և մեզոններում (տես § 4): Ուժեղ փոխազդեցության ուժերի ազդեցության տիրույթը սահմանափակվում է մի քանի  $10^{-13}$  սմ–ով:

Էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության ուժերը ունեն անսահման ազդեցության տիրույթ: Նրանք կապում են էլեկտրոնները և միջուկները ատոմների մեջ, ատոմները՝ մոլեկուլների մեջ և “սոսնձում են” մոլեկուլները մեկը մյուսին՝ կազմավորելով նյութի պինդ, հեղուկ և գազային ագրեգատային վիճակներ: Մակրոսկոպիկ երևույթների (օրինակ՝ շփում և առաձգականություն) մեծամասնությունը պայմանավորված է հենց էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություններով:

Համապատասխան իր անվան` թույլ փոխազդեցությունն ավելի թույլ է, քան ուժեղը և էլեկտրամագնիսականը: Այս փոխազդեցությունը պատասխանատու է նյութի ռադիոակտիվության համար, և ի գորու է փոխարկել մի մասնիկը մեկ այլի. օրինակ` նեյտրոնը` պրոտոնի, պրոտոնը` նեյտրոնի: Թույլ փոխազդեցության ուժերը կարգավորում են արեգակի այրման պրոցեսը` ապահովելով մեր մոլորակը կյանքի գոյության համար անհրաժեշտ էներգիայով:

Չորս փոխազդեցության ուժերից ամենաթույլը գրավիտացիոնն է: Ունենալով շատ փոքր ուժգնություն (տես աղյուսակ 1.1) և ուղիղ համեմատականորեն կախված լինելով փոխազդող մարմինների զանգվածներից` նա աննշան է ազդում տարրական մասնիկների վրա` համեմատած մյուս ուժերի հետ: Միևնույն ժամանակ, ազդելով անսահման մեծ հեռավորությունների վրա, հենց գրավիտացիոն ուժն է ապահովում մոլորակների, աստղերի, գալակտիկաների և այլ մեծ մասշտաբների տիեզերական օբյեկտների փոխադարձ ձգողականությունը և ղեկավարում դրանց հարաբերական շարժումը:

Բնության ուժերը		
Փոխազդեցության տեսակ	Ազդեցության տիրույթը	Ուժգնությունը $10^{-13}$ սմ հեռավորության վրա համեմատած ուժեղ փոխազդեցության հետ
Ուժեղ	$10^{-13}$ սմ-ի կարգի	1
Էլեկտրամագնիսական	Անսահման	$10^{-2}$
Թույլ	$10^{-16}$ սմ-ից փոքր	$10^{-13}$
Գրավիտացիոն	Անսահման	$10^{-38}$

Աղյուսակ 1.1 Բնության չորս ուժերի ազդեցության տարածման տիրույթները և ուժգնությունները:

## § 2 Տարրական մասնիկների ֆիզիկայում օգտագործվող չափման միավորները

Ներատոմական մասնիկների չափսերը, լիցքը և զանգվածը այնքան փոքր են, որ միավորների ստանդարտ համակարգը խիստ անհարմար է կիրառել նրանց չափման համար: Փոխարենը ֆիզիկոսների կողմից ներմուծվել է համապատասխան միավորների համակարգ: Այս համակարգը նկարագրված է ստորև:

### Լիցքի միավորը

Լիցքի միավորը`  $e$ -ն, հավասար է պրոտոնի լիցքի մեծությանը, որի արժեքը` արտահայտված կուլոններով, հետևյալն է`

$$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ Կլ} \quad (2.1)$$

Այս միավորում  $a$  մասնիկի լիցքը`  $q_a$ -ն, տրվում է

$$q_a = Q_a / e \quad (2.2)$$

առնչությամբ, որտեղ  $Q_a$ -ն  $a$  մասնիկի լիցքն է արտահայտված  $\text{Կլ-ով}$ : Օրինակ՝  $e$ -ի միավորներով էլեկտրոնի լիցքը հավասար է  $-1$ , պրոտոնինը՝  $+1$ :

### Երկարության միավորը

Ներատոմական ֆիզիկայում օգտագործվող երկարության միավորն է

$$\text{Ֆեոմին (Ֆմ)}. 1 \text{ Ֆմ} = 10^{-13} \text{ սմ}$$

ի պատիվ իտալացի ֆիզիկոս Էնրիկո Ֆերմիի (1901–1953):

### Ժամանակի միավորը

Տարրական մասնիկների ֆիզիկայում ժամանակի միավորն է

$$\text{վայրկյանը (վ)}$$

### Էներգիայի միավորը

Միկրոսկոպիկական մակարդակում էներգիայի և աշխատանքի մեծությունների չափման միավորն է

$$\text{էլեկտրոնվոլտը (էՎ)}$$

1 էՎ-ն այն էներգիան է, որը ձեռք է բերում էլեկտրոնը՝ անցնելով 1 Վ պոտենցյալնե – ռի տարբերություն:

Էլեկտրոնվոլտի և ջոուլի միջև կապը ստացվում է ելնելով  $1 \text{ Ջ} = 1 \text{ Վ} \times 1 \text{ Կլ}$  առնչությունից և (2.1)–ից

$$1 \text{ էՎ} = 1e \times 1 \text{ Վ} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ Ջ}$$

Տարրական մասնիկների բարձր էներգիաների ֆիզիկայում օգտագործվում են էՎ-ի ավելի բարձր կարգերը՝ **կիլո-էլեկտրոնվոլտը** (ԿէՎ),  $1 \text{ ԿէՎ} = 10^3 \text{ էՎ}$ , **մեգա-էլեկտրոնվոլտը** (ՄէՎ),  $1 \text{ ՄէՎ} = 10^6 \text{ էՎ}$ , **գիգա-էլեկտրոնվոլտը** (ԳէՎ),  $1 \text{ ԳէՎ} = 10^9 \text{ էՎ}$ , **տերա-էլեկտրոնվոլտը** (ՏէՎ),  $1 \text{ ՏէՎ} = 10^{12} \text{ էՎ}$ :

### Մակերեսի միավորները

Լայնորեն կիրառվող մակերեսի միավորներն են

$$\text{Ֆմ}^2 \text{-ն և բարնը (բ)}. 1 \text{ բ} = 100 \text{ Ֆմ}^2$$

Օգտագործվում են նաև բարնի ավելի ցածր կարգեր՝ **միլի-բարնը** (մբ),  $1 \text{ մբ} = 10^{-3} \text{ բ}$ , **միկրո-բարնը** (մկբ),  $1 \text{ մկբ} = 10^{-6} \text{ բ}$ , **նանո-բարնը** (նբ),  $1 \text{ նբ} = 10^{-9} \text{ բ}$  և **պիկո-բարնը** (պբ),  $1 \text{ պբ} = 10^{-12} \text{ բ}$ :

Մասնիկի զանգվածի ( $m$ ) և եռաչափ իմպուլսի ( $p$ ) միավորները բխում են հարաբերականության հատուկ տեսության հավասարումից, որը միմյանց է կապում՝ էներգիան, իմպուլսը և զանգվածը:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

որտեղ  $c$ -ն լույսի արագությունն է վակուումում:

Քանի որ այս հավասարման երկու կողմն էլ ունեն միևնույն չափողականությունը, հետևում է, որ

$$\boxed{\text{իմպուլսի չափման միավորն է էՎ } c^{-1}, \text{ զանգվածինը՝ էՎ } c^{-2}}$$

***c = 1, ħ = 1 և k = 1 համակարգի ներմուծումը***

Մասնիկների ֆիզիկայում կիրառվող բանաձևերը իրենցից ներկայացնում են բարդ արտահայտություններ, որոնք ընդգրկում են բազմաթիվ սիմվոլներ: Հատկապես հաճախ հանդիպում են *c*-ն (լույսի արագությունը), *ħ*-ը (Պլանկի հաստատունը) և *k*-ն (Բոլցմանի հաստատունը): Հավասարումները ավելի դյուրին և մատչելի ներկայացնելու նպատակով ֆիզիկոսները "որդեգրել" են հետևյալ պայմանավորվածությունը (համաձայնությունը)

$$\boxed{c=1, \hbar=1 \text{ և } k=1} \tag{2.3}$$

Բացի հավասարումները պարզեցնելուց, այս պայմանավորվածությունը մտցնում է հետաքրքիր հարաբերակցություն ժամանակի, տարածության, էներգիայի և ջերմաստիճանի միջև:

Լույսի արագությունն արտահայտված ֆերմիներով և վայրկյաններով հետևյալն է՝

$$\boxed{c = 299\,792\,458 \times 10^{15} \text{ ֆմ վ}^{-1}} \tag{2.4}$$

Քվանտային մեխանիկայի մասնիկաալիքային երկակիությունն արտահայտվում է հետևյալ առնչությամբ ֆոտոնի էներգիայի (*E*) և ալիքի երկարության (*λ*) միջև՝

$$\text{որտեղ } \boxed{E = 2\pi\hbar c / \lambda} \quad \boxed{\hbar = 6.583 \times 10^{-16} \text{ էՎ}} \tag{2.5}$$

Բոլցմանի *k* հաստատունը՝ կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ.

$$\boxed{k = R/N_A = 8.617 \times 10^{-5} \text{ էՎ K}^{-1}} \tag{2.6}$$

որտեղ *R*-ը ունիվերսալ գազային հաստատունն է իսկ *N<sub>A</sub>*-ն՝ Ավոգադրոյի թիվը: (2.4), (2.5) և (2.6)-ից երևում է, որ (2.3) պայմանավորվածությունը թույլ է տալիս տարածության, ժամանակի, էներգիայի և ջերմաստիճանի չափման միավորներն արտահայտել միայն մեկ չափման միավորի միջոցով: Այնուամենայնիվ, պրակտիկայում օգտագործվում են հետևյալ միավորները՝ էլեկտրոն-վոլտն և նրա բազմապատիկները, ֆերմին, բարնը և վայրկյանը: Ստորև բերում ենք լայն տարածում գտած մի քանի առնչություններ:

*ħc* = 1 = 197.327 ՄէՎ-ից ստանում ենք որ

$$\boxed{1 \text{ ՄէՎ} = 5.068 \times 10^{-3} \text{ ֆմ}^{-1} \text{ և } 1 \text{ մբ} = 2.568 \text{ ՉէՎ}^{-2}} \tag{2.7}$$

իսկ *k* = 1 և (2.6)-ից ստացվում է, որ

$$\boxed{1 \text{ էՎ} = 11605 \text{ K}} \tag{2.8}$$

Խնդրի լուծման ընթացքում ֆիզիկոսները օգտագործում են (2.3) համաձայնությունը: Սոսկ վերջնական արդյունքում է կատարվում վերադարձ

(օգտագործելով (2.7)–ի և (2.8)–ի նման հակադարձ առնչություններ) տվյալ մեծության չափման սովորական միավորին:

### **§ 3 Ուժեղ փոխազդեցություններ (ՈւՓ): Հադրոններ, նրանց հատկությունները: ՈւՓ–ի պահպանման օրենքները**

Ինչպես արդեն ասվել է նախորդ պարագրաֆում, ՈւՓ–ի տարածման տիրույթը սահմանափակվում է մի քանի ֆերմիի և ավելի փոքր կարգերի ներմիջուկային տարածություններով: ՈւՓ–ում պրոցեսներն ընթանում են շատ արագ՝  $10^{-23}$  վ–ի սահմաններում: Այժմ անցնենք ՈւՓ–ի հատկությունների ավելի մանրամասն ներկայացմանը:

Հադրոններն (հունարենից “hadros” – ուժեղ, պինդ) այն մասնիկներն են, որոնք մասնակցում են ուժեղ փոխազդեցություններում: Ներկայումս բացահայտված են ավելի քան երկու հարյուր հադրոններ: Բոլոր հայտնի մասնիկների՝ այդ թվում հադրոնների ցանկը և դրանց հատկությունների տեսությունը հրատարակվում է ամեն երկու տարին մեկ փաստա կոչված Մասնիկների Տվյալների Խմբի կողմից: Աշխատանքում օգտագործված բոլոր տվյալները վերցված են այդ խմբի 2004 թ–ի հրատարակությունից (հղում[1]):

#### **Հադրոններն ունեն մի շարք քվանտային բնորոշիչներ**

**Սպին:** Մենք ենթադրում ենք, որ ընթերցողը ծանոթ է այս քվանտային մեծության հետ, որը մեկնաբանվում է որպես մասնիկի ներքին անկյունային մոմենտ: Հադրոնները բաժանվում են երկու մեծ խմբերի՝ բարիոնների (հունարենից “barys” – ծանր) խումբ և մեզոնների (հունարենից “mesos” – միջին, միջանկյալ) խումբ: Բոլոր բարիոնները (օրինակ նեյտրոնը կամ պրոտոնը) ֆերմիոններ են, այսինքն նրանք ունեն կիսամբողջ սպին, իսկ մեզոնները (պիոնը, կաոնը և այլն)՝ ամբողջ սպինով օժտված Բոզե մասնիկներ են:

**Բարիոնային թիվ:** Բոլոր բարիոնները կրում են բարիոնային թիվ ( $N_B$ ), որը հավասար է +1–ի:

**Բուրմունքի թիվ:** Կան չորս բուրմունքի թվեր՝ strangeness ( $S$ ) – տարօրինակություն, charm ( $C$ ) – հմայք, bottomness ( $B$ ) – ներքնություն և topness ( $T$ ) – բարձրագույնություն:

**Իզոսպին:** Իզոսպինը մի ֆիզիկական մեծություն է, որը մաթեմատիկական անալոգ է սպինի: Իզոսպինը մտցվել է գերմանացի ֆիզիկոս Վերներ Հայզենբերգի (1901–1976) կողմից՝ բացատրելու այն փաստը, որ ուժեղ փոխազդեցությունների ուժգնությունը նույնն է ինչպես երկու պրոտոնների կամ նեյտրոնների միջև, այնպես էլ պրոտոնի ու նեյտրոնի միջև, ի տարբերություն էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությանը, որը կախված է փոխազդող մասնիկների էլեկտրական լիցքից: Հայզենբերգի մտհաղացումն այն էր, որ ըստ էության պրոտոնը և նեյտրոնը միևնույն մասնիկի՝ իզոսպին  $1/2$  ունեցող նուկլոնի, երկու վիճակներն են: Պրոտոնը համապատասխանում է նուկլոնի «իզոսպին վերև» վիճակին (այսինքն իզոսպինային տարածությունում երրորդ առանցքի ( $z$ –առանցքի) վրա պրոյեկցիան հավասար է  $+1/2$ ), իսկ նեյտրոնը՝ «իզոսպին ներքև» վիճակին ( $-1/2$  պրոյեկցիա): Ընդհանուր

առմամբ  $I$  իզոսպինին համապատասխանում է  $2F+1$  հատ լիցքային վիճակ (կամ երրորդ առանցքի վրա  $2F+1$  հատ պրոյեկցիա) և ասում են, որ այդ վիճակները կազմում են  $I$  իզոսպինի  $2F+1$  մուլտիպլետ: Օրինակ  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  և  $\pi^-$  մեզոնները (տես ստորև) ներկայացնում են  $F=1$  իզոսպինով պիոնի  $I_3=+1, 0$  և  $-1$  պրոյեկցիաները: Կարելի է նաև ասել, որ այս երեք պիոնները իրենցից ներկայացնում են իզոսպին 1-ի եռյակ:

1953 թ-ին տեսաբաններ Մուրրեյ Գելլ-Մաննը ԱՄՆ-ից (ծնվել է 1929 թ) և Կազուհիտո Նիշիջիման Ճապոնիայից (ծնվել է 1926 թ) առաջարկել են մի բանաձև, որը կապում է հադրոնի էլեկտրական լիցքը նրա իզոսպինի պրոյեկցիայի, բարիոնային լիցքի և տարօրինակության հետ: Ցանկացած բուրմունքի համար այդ բանաձևը ընդհանրացվում է հետևյալ կերպ.

$$q = I_3 + \frac{N_B + S + C + B + T}{2} \quad (3.1)$$

Հադրոններն ունեն նաև հետևյալ հատկություններ՝ լիցքային համալուծություն (*C-համալուծություն*), *C*-համալուծության և իզոսպինային տարածությունում պտույտի կոմբինացա (*G-գործողություն*) և տարածական ինվերսիա (*P-ինվերսիա*):

Անցնենք դրանց մեկնաբանությանը:

***C-համալուծություն.*** Մասնիկների փոխարինումը դրանց հակամասնիկներով կոչվում է լիցքային (կամ *C*) համալուծության գործողություն: *C*-համալուծությունը փոխում է մասնիկի բոլոր բնութագրերի նշանները (ինչպես, օրինակ, էլեկտրական լիցքը, մագնիսական մոմենտը, բարիոնային և բուրմունքային թվերը), բացառությամբ իմպուլսի, սպինի և իզոսպինի: Հետևաբար, եթե  $a$  մասնիկն օժտված է միայն վերջին երեք բնութագրերով, ապա  $a$ -ն ինքն իր հակամասնիկն է: Այսպիսով, իմաստ ունի խոսել միայն չեզոք  $a$  մասնիկի *C*-զույգության մասին: Չեզոք պիոնը հենց այդպիսի մասնիկ է, որի *C*-զույգությունը հավասար է  $+1$ -ի: Եթե  $a$ -մասնիկը ունի այլ բնութագրեր, բացի նշված վերջին երեքից, ապա նրա  $\bar{a}$  հակամասնիկն ունի հակառակ նշանի բնութագրեր: Նեյտրոնը ( $n$ ) և պրոտոնը ( $p$ ) ևս ունեն այդպիսի բնութագրեր: Պրոտոնի համար լիցքը ակնհայտորեն տարբերակում է  $p$ -ն և  $\bar{p}$ -ն, մինչդեռ նեյտրոնը լինելով էլեկտրականապես չեզոք՝ կրում է բարիոնային թիվ և մագնիսական մոմենտ, որոնք  $\bar{n}$ -ի համեմատ ունեն հակառակ նշան:

***G-գործողություն:*** Այժմ քննարկենք *C*-համալուծությունը՝ կոմբինացված իզոսպինային տարածությունում  $\gamma$ -առանցքի շուրջ  $180^\circ$ -ով պտույտի հետ: Այդպիսի պտույտը փոխում է  $I_3$  պրոյեկցիան  $-I_3$ -ի, որի արդյունքում օրինակ՝  $\pi^+$ -ը դառնում է  $\pi^-$  (և հակառակը): Եթե այնուհետև ազդենք լիցքային համալուծությամբ, ապա այն կվերադառնա  $\pi^+$ -ի:

Անբուրմունք մեզոններն ունեն *G*-զույգություն, որը տրվում է հետևյալով՝

$$G = (-1)^I C, \quad (3.2)$$

որտեղ  $I$ -ն նույն խմբի (մուլտիպլետ) մեզոնների իզոսպինն է,  $C$ -ն՝ մուլտիպլետի չեզոք անդամի *C*-զույգությունը: Կարևոր է այն, որ իզոսպինային մուլտիպլետի բոլոր անդամներն ունեն նույն *G*-զույգությունը: Պիոնների համար  $F=1$  և  $C=+1$ , սա խոսում է այն մասին, որ բոլոր երեք պիոններն օժտված են բացասական *G* - զույգությամբ ( $G = -1$ ), ինչպես դա հետևում է (3.2) արտահայտությունից:



**P-ինվերսիա:**  $P$ -ինվերսիան իրենից ներկայացնում է տարածական անդրադարձում: Այդպիսի անդրադարձումներ են, օրինակ, անդրադարձումը  $x \rightarrow y$  հարթության նկատմամբ

$$(x, y, z) \rightarrow (x, y, -z);$$

և անդրադարձումը սկզբնակետի նկատմամբ

$$(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$$

Տարբեր մեծություններ տարբեր ձևափոխություններ են կրում  $P$ -ինվերսիայի ազդեցությամբ: Օրինակ, բևեռային վեկտորները փոխում են իրենց նշանները, մինչդեռ առանցքային (կեղծ) վեկտորները՝ ոչ: Սկայյար մեծությունները չեն փոխում իրենց նշանները, իսկ կեղծ սկայյարները՝ փոխում են: Բևեռային վեկտորները (առանցքային վեկտորները) ունեն տարածական զույգություն, որը հավասար է  $-1(+1)$ : Սկայյարները (կեղծ սկայյարները) ունեն  $P$ -զույգություն, որը հավասար է  $+1(-1)$ : Բոլոր հադրոններն ունեն իրենց  $P$ -զույգությունները, որոնք որոշվում են փորձի միջոցով: Օրինակ՝ նեյտրոնն և պրոտոնը ունեն դրական  $P$ -զույգություն, իսկ  $\pi$ -մեզոնների եռյակը՝ բացասական:

Բացի դրանից, ՈւՓ-ն ինվարիանտ է **ժամանակի ( $T$ -) հակադարձման** գործողության նկատմամբ: ՈւՓ-ի ինվարիանտությունը  $T$ -հակադարձման նկատմամբ մտցնում է որոշակի հարաբերակցություն ուղղակի (այսինքն՝  $a + b \rightarrow c + d$ ) և հակադարձ ( $c + d \rightarrow a + b$ ) ռեակցիաների միջև:

$T$  – հակադարձման,  $C$ –համալուծության և  $P$ -ինվերսիայի կոմբինացիան կոչվում է **TCP-գործողություն**: Գոյություն ունի հայտնի **TCP – թեորեմ**, ըստ որի  $TCP$ -գործողությունը իրենից ներկայացնում է ցանկացած փոխազդեցության ճշգրիտ համաչափություն:  $TCP$ -գործողությունից բխում են մի շարք հիմնարար հետևանքներ տարրական մասնիկների ֆիզիկայի համար: Դրանցից են, օրինակ, այն, որ մասնիկը իր հակամասնիկը պետք է ունենան հավասար զանգված և կյանքի տևողություն:

Բուրմունքի, բարիոնային թվի և լիցքի քվանտային թվերը ադիտիվ մեծություններ են, այսինքն մասնիկների համակարգի համար այս մեծությունները ներկայացվում են համակարգի մասնիկների համապատասխան քվանտային թվերի հանրահաշվական գումարի տեսքով: Համակարգի  $C-$ ,  $P-$ ,  $T-$  և  $G-$  զույգությունները ներկայացվում են բաղադրիչների համապատասխան զույգությունների արտադրյալի միջոցով, այսինքն այդ զույգությունները մուլտիպլիկատիվ քվանտային թվեր են: Սպինը և իզոսպինը գումարվում են համաձայն քվանտային մեխանիկայի կանոնների: Օրինակ՝  $J_1$  և  $J_2$  սպիններով երկու մասնիկներից կազմված համակարգի սպինը ընդունում է հետևյալ արժեքները՝  $|J_1 - J_2|$ ,  $|J_1 - J_2 + 1|$ , ...,  $J_1 + J_2$ :

Այժմ ուսումնասիրենք բարիոնների խումբն ավելի մանրամասնորեն: Այս կիսաամբողջ սպինով հադրոնները բնութագրվում են ըստ հետևյալ հատկանիշների՝ **բուրմունքի թիվ, իզոսպին ( $I$ ), սպին ( $J$ ) և  $P$ -զույգություն ( $P$ )**: Այուսակ 3.1-ում բերված է փորձնականորեն հայտնաբերված բարիոնների գլխավոր հատկությունների դասակարգումը՝ համաձայն հղում [1] –ի:

Այուսակ 3.1-ում թվարկված են միայն բարիոնները: Ակնհայտ է, որ պետք է գոյություն ունենան այդ բարիոնների լիցքային համալուծ վիճակներ, որոնք կոչվում են հակաբարիոններ:  $\bar{a}$  հակաբարիոնի և  $a$  բարիոնի որոշ բնորոշիչները համընկնում են, իսկ մնացածները ունեն հակադարձ նշաններ: Էներգիան, իմպուլսը, սպինը և իզոսպինը նույնն են  $a$ –ի և  $\bar{a}$ –ի համար, իսկ էլեկտրական լիցքը, բուրմունքի թիվը, իզոսպինի երրորդ պրոեկցիան, մագնիսական մոմենտը և  $P$ -զույգությունը

տարբերվում են նշանով: Մինչ այսօր միայն մի քանի հակաբարիոն է դիտարկվել փորձնականորեն: Դրանցից են հակապրոտոնը և հականեյտրոնը:

<b><math>N^-</math> և <math>\Delta^-</math> բարիոններ (<math>I = 1/2</math> և <math>3/2</math> անբուրմունք բարիոններ)</b>
Հիմնական վիճակներ: $p(1/2^+, 938.27 \text{ ՄէՎ}, \infty)$ և $n(1/2^+, 939.56 \text{ ՄէՎ}, 14 \text{ ր } 45.7 \text{ վ})$
Ռեզոնանսներ: 13 $I = 1/2$ բարիոններ $N(1/2^+, 1440 \text{ ՄէՎ})$ –ից մինչև $N(11/2^-, 2600 \text{ ՄէՎ})$ և 10 $I = 3/2$ բարիոններ $\Delta(3/2^+, 1232 \text{ ՄէՎ})$ –ից մինչև $\Delta(11/2^+, 2420 \text{ ՄէՎ})$
<b><math>\Lambda^-</math> բարիոններ (<math>I = 0</math> և <math>S = -1</math> տարօրինակությամբ բարիոններ)</b>
Հիմնական վիճակներ: $\Lambda(1/2^+, 1115 \text{ ՄէՎ}, 2.6 \times 10^{-10} \text{ վ})$
Ռեզոնանսներ: 13 բարիոններ $\Lambda(1/2^-, 1405 \text{ ՄէՎ})$ –ից մինչև $\Lambda(9/2^+, 2340 \text{ ՄէՎ})$
<b><math>\Sigma^-</math> բարիոններ (<math>I = 1</math> և <math>S = -1</math> տարօրինակությամբ բարիոններ)</b>
Հիմնական վիճակներ: $\Sigma^+(1/2^+, 1189 \text{ ՄէՎ}, 0.8 \times 10^{-10} \text{ վ})$ , $\Sigma^0(1/2^+, 1192 \text{ ՄէՎ}, 7.4 \times 10^{-20} \text{ վ})$ և $\Sigma^-(1/2^+, 1197 \text{ ՄէՎ}, 1.4 \times 10^{-10} \text{ վ})$
Ռեզոնանսներ: 9 բարիոններ $\Sigma(3/2^+, 1382 \text{ ՄէՎ})$ –ից մինչև $\Sigma(?^?, 2250 \text{ ՄէՎ})$
<b><math>\Xi^-</math> բարիոններ (<math>I = 1/2</math> և <math>S = -2</math> տարօրինակությամբ բարիոններ)</b>
Հիմնական վիճակներ: $\Xi^0(1/2^+, 1314 \text{ ՄէՎ}, 2.9 \times 10^{-10} \text{ վ})$ և $\Xi^-(1/2^+, 1321 \text{ ՄէՎ}, 1.6 \times 10^{-10} \text{ վ})$
Ռեզոնանսներ: 5 բարիոններ $\Xi(3/2^+, 1531 \text{ ՄէՎ})$ –ից մինչև $\Xi(\geq 5/2^+, 2025 \text{ ՄէՎ})$
<b><math>\Omega^-</math> բարիոններ (<math>I = 0</math> և <math>S = -3</math> տարօրինակությամբ բարիոններ)</b>
Հիմնական վիճակներ: $\Omega^-(3/2^+, 1672 \text{ ՄէՎ}, 0.8 \times 10^{-10} \text{ վ})$
Ռեզոնանսներ: Մեկ բարիոն – $\Omega^-(?^?, 2252 \text{ ՄէՎ})$
<b><math>\Lambda_c^+, \Sigma_c^+, \Xi_c^+, \Omega_c^-</math> բարիոններ (<math>C = +1</math> հմայքով բարիոններ)</b>
Այս խմբի բարիոնները տարբերվում են $\Lambda^-$ , $\Sigma^-$ , $\Xi^-$ և $\Omega^-$ բարիոններից վերջիններում փոխարինելով $S = -1$ տարօրինակության քվանտային թիվը $C = +1$ հմայքի քվանտային թվով: $\Lambda_c^+$ -ով նշանակվում են $I = 0$ , $C = +1$ ունեցող բարիոնները՝ $I = 0$ և $S = -1$ բարիոնների անալոգիայով: $\Sigma_c$ նիշը օգտագործվում է $I = 1$ , $C = +1$ բարիոնների համար և այլն:
Հիմնական վիճակներ: $\Lambda_c^+(1/2^+, 2284 \text{ ՄէՎ}, 2 \times 10^{-13} \text{ վ})$ , $\Xi_c^+(1/2^+, 2466 \text{ ՄէՎ}, 4.42 \times 10^{-13} \text{ վ})$ , $\Xi_c^0(1/2^+, 2471 \text{ ՄէՎ}, 1.12 \times 10^{-13} \text{ վ})$ , $\Omega_c^0(1/2^+, 2697 \text{ ՄէՎ}, 0.69 \times 10^{-13} \text{ վ})$
Ռեզոնանսներ: Հղում 1–ը տալիս է 9 հայտնաբերված բարիոններ, որոնք պատկանում են $\Lambda^0(1/2^-, 2593 \text{ ՄէՎ})^+$ –ից մինչև $\Xi_c^-(3/2^-, 2815 \text{ ՄէՎ})$ ընտանիքին
<b><math>\Lambda_b^-</math> բարիոններ (<math>B = -1</math> գեղեցկությամբ բարիոններ)</b>
$\Lambda_b^-$ նշանը օգտագործվում է $I = 0$ և $B = +1$ բարիոնների համար՝ $I = 0$ և $S = -1$ բարիոնների անալոգիայով:
Հիմնական վիճակներ: Հղում [1]– ում նշված է միայն $I = 0$ $\Lambda_b^0(1/2^+, 5624 \text{ ՄէՎ}, 1.229 \times 10^{-12} \text{ վ})$ բարիոնը. Նրա իզոսպինը՝ 0, սպինը՝ 1/2 և բացասական $P$ -զույգությունը կանխագուշակված են տեսականորեն:

**Աղյուսակ 3.1.** Հադրոնների բարիոնային խումբը: Հիմնական վիճակներն իրենցից ներկայացնում են տվյալ բուրմունքով ընտանիքի ամենաթեթև բարիոնները:  $a$  հիմնական վիճակը նշանակված է  $a(J^P, m, \tau)$  – ով, որտեղ  $J$ – ն սպինն է,  $P$  – ն՝  $P$ – զույգությունը,  $m$  – ը՝ զանգվածը և  $\tau$  – ն՝ կյանքի տևողությունը: Ռեզոնանսները նշված են  $a(J^P, m)$  – ով: Բոլոր հիմնական վիճակները տրոհվում են թույլ կամ էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության

միջոցով: Ռեզոնանսներն իրենցից ներկայացնում են բարիոններ, որոնք տրոհվում են ՌԲՓ – ով: Դեռևս փորձում չհաստատված բնորոշիչները նշված են հարցական նշանով:

Այժմ դիտարկենք մեզոնների խումբը: Մեզոնները դասակարգվում են ըստ հետևյալ բնորոշիչների՝ բուրմունքի թիվ, սպին ( $J$ ), իզոսպին ( $I$ ),  $P$ -զույգություն,  $C$ -զույգություն և  $G$ -զույգություն: Վերջին երկու բնորոշիչները ունեն որոշակի արժեք միայն անբուրավետ մեզոնների համար: Հղում [1]– ը տալիս է մեզոնների հետևյալ դասակարգումը:

<b>Անբուրմունք մեզոններ (<math>S = C = B = 0</math>)</b>
Հիմնական վիճակներ: $\pi^\pm(1^-(0^-)$ , 139.57 ՄէՎ, $2.6 \times 10^{-8}$ վ) և $\pi^0(1^-(0^+)$ , 134.98 ՄէՎ, $8.4 \times 10^{-17}$ վ)
Ռեզոնանսներ: 65 մեզոններ $\eta(0^+(0^+)$ , 547.75 ՄէՎ)–ից մինչև $Y(0^-(1^-)$ , 11.019 ՉէՎ)
<b>Տարօրինակ մեզոններ (<math>S = \pm 1, C = B = 0</math>)</b>
Հիմնական վիճակներ: $K^\pm(1/2(0^-)$ , 493 ՄէՎ, $1.2 \times 10^{-8}$ վ), $K_S^0(1/2(0^-)$ , $0.89 \times 10^{-10}$ վ) և $K_L^0(1/2(0^-)$ , $5.18 \times 10^{-8}$ վ) (տես նաև տեքստում)
Ռեզոնանսներ: 11 մեզոններ $K^*(1/2(1^-)$ , 892 ՄէՎ)–ից մինչև $K_4^*(1/2(4^+)$ , 2045 ՄէՎ)
<b>Հնայված մեզոններ (<math>C = \pm 1</math>)</b>
Հիմնական վիճակներ: $D^\pm(1/2(0^-)$ , 1869 ՄէՎ, $1.04 \times 10^{-12}$ վ) և $D^0(1/2(0^-)$ , 1864 ՄէՎ, $4.1 \times 10^{-13}$ վ)
Ռեզոնանսներ: 5 մեզոններ $D^*(1/2(1^-)$ , 2007 ՄէՎ)–ից մինչև $D_2^*(1/2(2^+)$ , 2460 ՄէՎ)
<b>Հնայված, տարօրինակ մեզոններ (<math>C = S = \pm 1</math>)</b>
Հիմնական վիճակներ: $D_s^\pm(0(0^-)$ , 1968 ՄէՎ, $4.90 \times 10^{-13}$ վ)
Ռեզոնանսներ: 5 մեզոններ $D_s^{*\pm}(0(?^?)$ , 2112 ՄէՎ)–ից մինչև $D_{s2}(0(?^?)$ , 2572 ՄէՎ)
<b>Չեղեցիկ մեզոններ (<math>B = \pm 1</math>)</b>
Հիմնական վիճակներ: $B^\pm(1/2(0^-)$ , 5279 ՄէՎ, $1.67 \times 10^{-12}$ վ) և $B^0(1/2(0^-)$ , 5279 ՄէՎ, $1.5 \times 10^{-15}$ վ)
Ռեզոնանսներ: Մեկ մեզոն $B^*(1/2(1^-)$ , 5325 ՄէՎ)
<b>Չեղեցիկ, տարօրինակ մեզոններ (<math>B = \pm 1, S = \mp 1</math>)</b>
Հիմնական վիճակներ: $B_s^0(0(0^-)$ , 5369 ՄէՎ, $1.46 \times 10^{-12}$ վ)
<b>Չեղեցիկ, հնայված մեզոններ (<math>B = C = \pm 1</math>)</b>
Հիմնական վիճակներ: $B_c^\pm(0(0^-)$ , 6.4 ՉէՎ, $0.46 \times 10^{-12}$ վ)

**Աղյուսակ 3.2** Հադրոնների մեզոնային խումբը: Հիմնական վիճակներն իրենցից ներկայացնում են տվյալ բուրմունքով ընտանիքի ամենաթեթև մեզոնները:  $a$  անբուրմունք հիմնական վիճակը նշանակված է  $a(I^G, J^P, m, \tau)$  – ով, որտեղ  $I$ – ն իզոսպինն է,  $G$ – ն՝  $G$ –զույգությունը,  $J$ – ն սպինը,  $P$  – ն՝  $P$ –զույգությունը,  $C$  – ն՝  $C$ –զույգությունը,  $m$  – ը՝ զանգվածը և  $\tau$  – ն՝ կյանքի տևողությունը: Անբուրմունք մեզոնանսները նշված են  $a(I^G, J^P, m)$ – ով: Բուրմունքով հիմնական վիճակները նշանակված են  $a(I, J^P, m, \tau)$  – ով, իսկ բուրմունքով մեզոնոնները՝  $a(I, J^P, m)$  – ով: Բոլոր հիմնական վիճակները տրոհվում են թույլ կամ էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության միջոցով: Ռեզոնանսներն իրենցից ներկայացնում են մեզոններ, որոնք տրոհվում են ՌԲՓ – ով: Դեռևս փորձում չհաստատված բնորոշիչները նշված են հարցական նշանով:

Ի տարբերություն բարիոնների դեպքի, Ադյուսակ 3.2-ը ընդգրկում է ինչպես մեզոններ, այնպես էլ հակամեզոններ: Օրինակ  $\pi$ -ի եռյակը ներկայացված է  $\pi^-$ -ով  $\pi^0$  և  $\pi^+$ -ով, որոնք մեկը մյուսի հակամասնիկներն են և  $\pi^0$ -ով, որի հակամասնիկը հենց ինքն է: Նեյտրալ  $S = \pm 1$  ամենաթեթև մեզոնների դեպքը պահանջում է հատուկ բացատրություն: Տվյալ տարօրինակություն ունեցող մեզոններն են  $K^0(S = +1)$ -ն և  $\bar{K}^0(S = -1)$  - ն: Սակայն փորձում դիտարկվում են ոչ թե դրանք այլ ուրիշ երկու՝  $K_S^0(1/2(0^-), 0.89 \times 10^{-10} \text{ s})$ - և  $K_L^0(1/2(0^-), 5.18 \times 10^{-8} \text{ s})$ - մեզոնները: Այս երևույթի մեկնաբանումը հետոյալն է:  $K_S^0$ - և  $K_L^0$ - մեզոնային վիճակները իրենցից ներկայացնում են  $K^0(S = +1)$ - և  $\bar{K}^0(S = -1)$  - վիճակների կոմբինացիաներ: Լինելով  $S = +1$  և  $S = -1$  վիճակների խառնուրդներ՝  $K_S^0$ - և  $K_L^0$ - մեզոնները չունեն տարօրինակության որոշակի արժեք:

**Հադրոնների չափսերը և կյանքի տևողությունը:**

Հադրոնների չափսերը մեկ ֆերմիի կարգի են: Բոլոր հադրոնները, բացառությամբ պրոտոնի, անկայուն են, այսինքն՝ նրանք տրոհվում են ուրիշ մասնիկների: Անկայուն հադրոնների մեջ ամենաերկարակյացը նեյտրոնն է, որը թույլ փոխազդեցության միջոցով տրոհվում է պրոտոնի, էլեկտրոնի և էլեկտրոնային անտի-նեյտրինոյի (սա կոչվում է նեյտրոնի  $\beta$ - տրոհում): Նեյտրոնի կյանքի տևողությունը 14 ր 45.7 վ է: Մյուս հադրոններն ունեն շատ ավելի կարճ կյանքի տևողություն՝  $10^{-8}$ -ից մինչև  $10^{-24}$  վ տիրույթում՝ ցուցաբերելով հետևյալ օրինաչափությունը: Բարիոնների և մեզոնների հիմնական վիճակների կյանքի տևողությունը տարածվում է  $10^{-8}$ -ից մինչև  $10^{-14}$  վ: Բացառություն են կազմում նեյտրոնը (տես վերևում),  $\pi^0$  ( $8.4 \times 10^{-17}$  վ) մեզոնը և  $\Sigma^0$  ( $7.4 \times 10^{-20}$  վ) բարիոնը: Ամենակարճ ապրող մեզոններն ու բարիոնները՝ ռեզոնանսները, ունեն  $10^{-23}$  վ-ից կարճ կյանքի տևողություն: Հիմնական վիճակների համեմատաբար երկար կյանքի տևողությունները պայմանավորված են նրանով, որ նրանք տրոհվում են թույլ փոխազդեցությունների միջոցով, որը չի պահպանում մասնիկի իզոսպինը և բուրմունքը: Նեյտրոնը, որը տրոհվում է թույլ փոխազդեցության միջոցով, ունի կյանքի երկար տևողություն, որովհետև տրոհման ժամանակ շատ փոքր էներգիա է անջատվում:  $\pi^0$  մեզոնի և  $\Sigma^0$  բարիոնի “արտառոց կարճ” կյանքի տևողության պատճառն այն է, որ նրանք տրոհվում են էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության միջոցով, որը շատ ավելի ինտենսիվ է, քան թույլը: Եվ, վերջապես, ռեզոնանսների խիստ կարճ կյանքի տևողությունը պայմանավորված է նրանով, որ վերջիններս տրոհվում են ՈւՓ-ի միջոցով:

**ՈւՓ-ի պահպանման օրենքները:** ՈւՓ-ն ենթարկվում են մի շարք պահպանման օրենքների, որոնք շատ նպաստում են այս փոխազդեցությունների վերլուծությանն ու համակարգմանը: Պահպանման օրենքների թիվն առավելագույնն է ՈւՓ-ում: Ադյուսակ 1-ի առաջին սյունյակում թվարկված են ՈւՓ-ի համար գործող պահպանման օրենքները: Երկրորդ և երրորդ սյունյակներում բերված են այդ օրենքների իսկությունն էլեկտրամագնիսական և թույլ փոխազդեցություններում:

<i>ՈՒՓ–ի պահպանման օրենքները</i>	<i>Հաղորոնների էլեկտրամագնիսական փոխազդեցություն</i>	<i>Հաղորոնների թույլ փոխազդեցություն</i>
Էներգիա–իմպուլս	<i>այո</i>	<i>այո</i>
Լրիվ անկյունայի մոմենտ	<i>այո</i>	<i>այո</i>
էլեկտրական լիցք	<i>այո</i>	<i>այո</i>
Բարիոնային թիվ	<i>այո</i>	<i>այո</i>
Իզոսպին	<i>ոչ</i>	<i>ոչ</i>
Բուրմունքի թիվ	<i>այո</i>	<i>ոչ</i>
C–ինվարիանտություն	<i>այո</i>	<i>ոչ</i>
G–ինվարիանտություն	<i>ոչ</i>	<i>ոչ</i>
P–ինվարիանտություն	<i>այո</i>	<i>ոչ</i>
T–ինվարիանտություն	<i>այո</i>	<i>ոչ</i>
TCP–ինվարիանտություն	<i>այո</i>	<i>այո</i>

**Աղյուսակ 3.3 ՈՒՓ–ի պահպանման օրենքները և այդ օրենքների իսկությունն էլեկտրամագնիսական և թույլ փոխազդեցություններում:**

#### **§ 4 Քվարկներն և գլյուոնները որպես ուժեղ փոխազդող նյութի տարրական բաղադրիչներ**

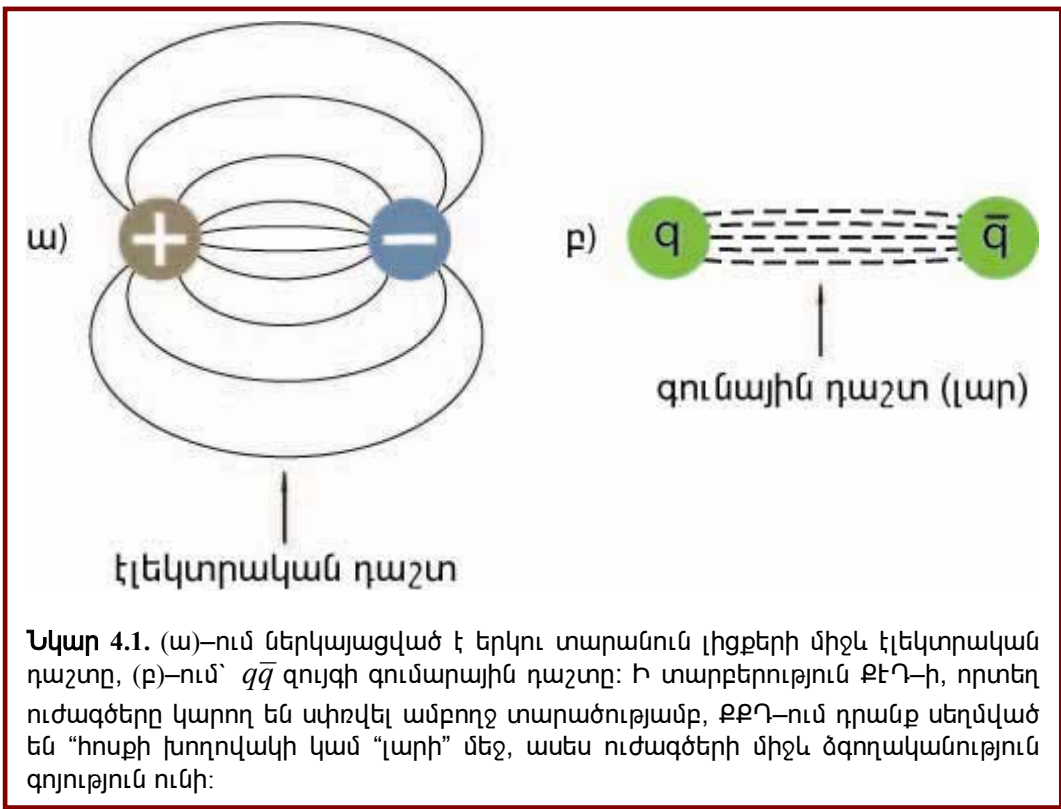
Նախորդ դարի երկրորդ կեսին ստեղծվեցին լիցքավորված մասնիկների հզոր արագացուցիչներ, որոնք թույլ տվեցին հայտնաբերել և ուսումնասիրել քվարկները՝ հաղորոնային նյութի տարրական բաղադրիչները: Քվարկ բառը առաջին անգամ

Անվանում	Նշան	էլեկտրական լիցք	Իզոսպին	Ջանգված <sup>*)</sup>	Բուրմունքի թիվ
Up	<i>u</i>	2/3	1/2	1.5 – 4 ՄէՎ	-
Down	<i>d</i>	-1/3	1/2	4 – 8 ՄէՎ	-
Strange	<i>s</i>	-1/3	0	80 – 130 ՄէՎ	<i>Strangeness = -1</i>
Charmed	<i>c</i>	2/3	0	1.15 – 1.35 ԳէՎ	<i>Charm = 1</i>
Bottom	<i>b</i>	-1/3	0	4.1 – 4.4 ԳէՎ	<i>Bottomness = -1</i>
Top	<i>t</i>	2/3	0	174.3±5.1 ԳէՎ	<i>Topness = 1</i>
<i>Բոլոր քվարկները կրում են բարիոնային թիվ հավասար 1/3, սպին 1/2 և դրական P-գույգություն</i>					
<i>Հակաքվարկների բարիոնային թիվը, P-գույգությունը, էլեկտրական լիցքն և բուրմունքի թիվն ունեն հակառակ նշան</i>					
<sup>*)</sup> Ջանգվածների արժեքներն վերցված են հավելված 1–ից					

**Աղյուսակ 4.1 Քվարկների բնութագրիչներ**

ներմուծել է Գեյլ–Մաննը: Այն ծագել է Ջեյմս Ջոյսի “Հոգեաց ի Ֆինեգանի” պատմվածքի առեղծվածային մեջբերումից՝ ”Երեք քվարկ Մաստեր Մարկի համար”: Մինչ այժմ հայտնաբերված են 6 քվարկներ, դրանք են՝ up (վերին), down (ներքին), strange (տարօրինակ), charmed (հնայիչ), bottom (ներքին) և top (բարձրագույն): Քվարկների քվանտային թվերն ու զանգվածները տրված են աղյուսակ 4.1– ում: Այդ տարրական բաղադրիչների էլեկտրական լիցքը որոշվում է (3.1) բանաձևի հիման վրա:

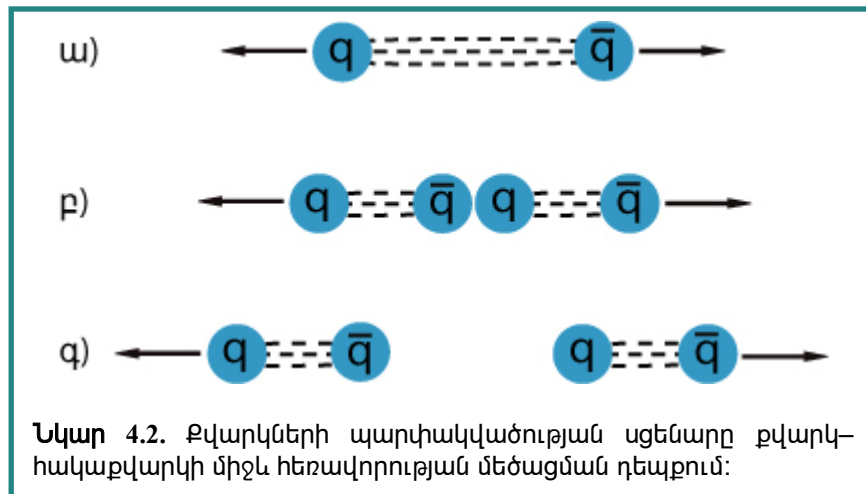
Տեսությունը, որը նկարագրում է քվարկների և գլյուոնների փոխազդեցությունը, կոչվում է Քվանտային Քրոմոդինամիկա (ՔՔԴ): Գլյուոնները զրո զանգվածով, 1 սպինով,  $-1/2$  P-զույգությամբ և էլեկտրական լիցք, իզոսպին, բուրմունքային թիվ չկրող մասնիկներ են: Առաջին հայացքից թվում է՝ գլյուոնները շատ մնան են ֆոտոններին, որոնք էլեկտրականապես լիցքավորված մասնիկների միջև էլեկտրամագնիսական փոխազդեցության կրողներն են և, ելնելով այս հանգամանքից, կարելի է անալոգիա մտցնել ՔՔԴ–ի և էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների քվանտային տեսության՝ Քվանտային էլեկտրադինամիկայի (ՔԷԴ), միջև: Իրոք՝ փոքր հեռավորությունների վրա քվարկների և գլյուոնների միջև փոխազդեցությունը կարող է նկարագրվել ըստ Կուլոնյան պոտենցիալի, շատ փոքր փոխազդեցության հաստատունով, այնպես ինչպես ՔԷԴ–ում էլեկտրականապես լիցքավորված մասնիկների միջև փոխազդեցությունը: Այս վիճակը կոչվում է ՔՔԴ–ի “ուլտրամանուշակագույն կամ ասիմպտոտիկ ազատություն”: Սակայն մեծ հեռավորությունների վրա գունային լիցքի փոխազդեցության պոտենցիալի վարքը խիստ տարբերվում է էլեկտրականից: էլեկտրական փոխազդեցության պոտենցիալը շարունակում է հետևել  $1/r$  օրենքին (որտեղ  $r$ -ը էլեկտրական լիցքերի միջև հեռավորությունն է), մինչդեռ քրոմոէլեկտրական փոխազդեցության պոտենցիալը աճում է ուղիղ համեմատականորեն քվարկների միջև եղած հեռավորությանը: Մեծ հեռավորությունների վրա, քրոմոէլեկտրական ուժերի այս ինքնատիպ վարքը, պայմանավորված է գլյուոնների ինքնափոխազդեցության ինտենսիվությամբ: Սա գլխավոր տարբերությունն է ՔՔԴ–ի և ՔԷԴ–ի միջև, քանի որ ֆոտոններն էլեկտրականապես չեզոք են, և մեծ հեռավորությունների վրա նրանց միջև



փոխազդեցությունը շատ թույլ է: Քրոմոէլեկտրական փոխազդեցությունների պոտենցիալի գծային աճը հարուցում է այսպես կոչված քվարկների և գլյուոնների պարփակվածությունը, որը նշանակում է, որ ո՛չ քվարկները, ո՛չ գլյուոնները չեն կարող գոյություն ունենալ ազատ վիճակում, և նրանք անապայմանորեն պարփակվում են անգույն հադրոնների մեջ:

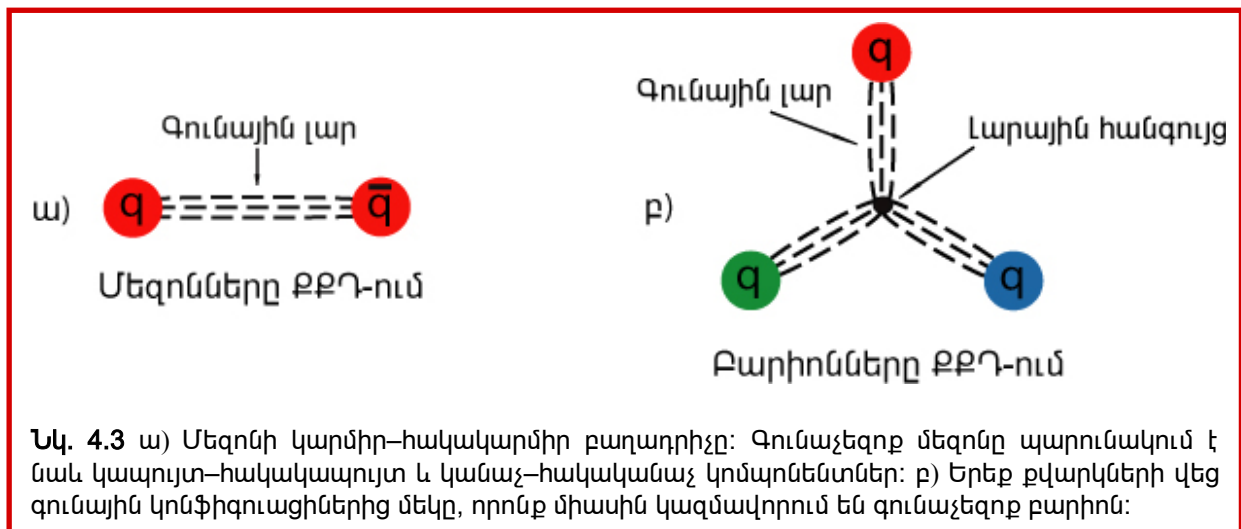
Նկար 4.1-ում ներկայացված է մեծ տարածությունների դեպքում տարանուն էլեկտրական և գունային լիցքերի միջև ա) էլեկտրական և բ) քրոմոէլեկտրական դաշտերի վարքը:

Պարփակվածության երևույթը ներկայացված են նկար 4.2-ում: Երբ քվարկ-հակաքվարկ ( $q\bar{q}$ ) զույգի միջև լարը ձգվում է (Նկար 4.2ա), այն դառնում է



էներգետիկորեն նախընտրելի ծնելու քվարկային զույգ “լարի կտրումից” (տրոհումից (Նկար 4.2բ)), որը հետագայում բերում է մեկ հադրոնից երկու հադրոնային վիճակի անցմանը (Նկար 4.2գ):

§ 3-ում նկարագրված հադրոնների մեզոնային և բարիոնային վիճակներին կարելի է տալ դասակարգում քվարկային մոդելի և ՔՔԴ-ի միջոցով: Այսպես, մեզոնը իրենից ներկայացնում է գունաչեզոք վիճակ, որը պարունակում է գունային լարով (խողովակով) իրար հետ կապված վալենտային, ըստ գույնի սիմետրիզացված քվարկ-հակաքվարկ զույգ: Վալենտային քվարկ-հակաքվարկ զույգը կրում է այդ մեզոնի քվանտային չափորոշիչները:



Նկ. 4.3ա–ն ցույց է տալիս մեզոնի երեք գույն–հակագույն բաղադրիչներից մեկը: Բարիոնն իրենից ներկայացնում է գունաչեզեք վիճակ, որը պարունակում է վալենտային, ըստ գույնի հակասիմետրիզացված երեք քվարկներ, որոնք միասին կրում են այդ բարիոնի քվանտային չափորոշիչները: Քվարկները կապվում են միմյանց հետ երեք գունային լարերի միջեցով, որոնք իրար հետ խաչվում են մեկ կետում, որը կոչվում է լարային հանգույց: Նկ. 4.3 բ–ն ցույց է տալիս երեք վալենտային քվարկներից կազմված բարիոնի վեց կոնֆիգուրացիաներից մեկը: Աղյուսակ 4.1–ում ներկայացված է որոշ բարիոնների և մեզոնների քվարկային բաղադրությունը:

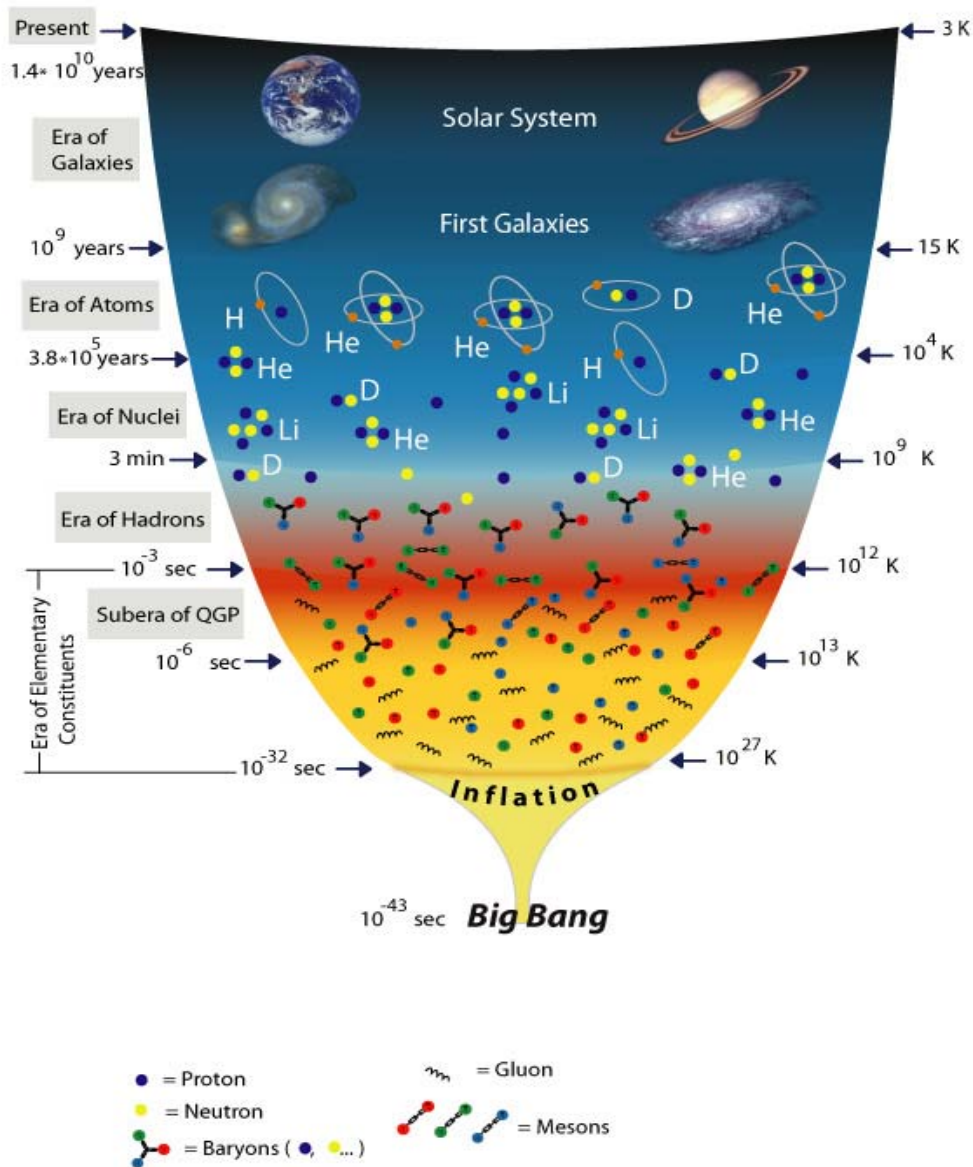
Բարիոններ	Քվարկային բաղադրությունը	Մեզոններ	Քվարկային բաղադրությունը
p	$uud$	$\pi^{\pm}, \pi^0$	$u\bar{d}, d\bar{u}, (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$
n	$udd$	$K^{\pm}, K^0, \bar{K}^0$	$u\bar{s}, \bar{u}s, d\bar{s}, \bar{d}s$
$\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$	$uuu, uud, udd, ddd$	$D^{\pm}, D^0, \bar{D}^0$	$c\bar{d}, \bar{c}d, c\bar{u}, \bar{c}u$
$\Lambda^0$	$uds$	$D_s^+, D_s^-$	$c\bar{s}, \bar{c}s$
$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	$uus, uds, dds$	$B^{\pm}, B^0, \bar{B}^0$	$u\bar{b}, \bar{u}b, d\bar{b}, \bar{d}b$
$\Xi^0, \Xi^-$	$uss, dss$	$B_s^0, \bar{B}_s^0$	$s\bar{b}, \bar{s}b$
$\Omega^-$	$sss$	$B_C^+, B_C^-$	$c\bar{b}, \bar{c}b$
$\Lambda_C^+, \Sigma_C^{++}, \Sigma_C^+, \Sigma_C^0, \Xi_C^+, \Xi_C^0, \Omega_C^0$	$udc, uuc, udc, ddc, usc, dsc, ssc$		
$\Lambda_b^0, \Xi_b^0, \Xi_b^-$	$udb, usb, dsb$		

Աղյուսակ 4.1: Տվյալ բուրմունք ունեցող բարիոնային և մեզոնային խմբերի ամենաթեթև վիճակների քվարկային բաղադրությունը:

## § 5 Նյութի նոր, էքստրեմալ գերխիտ և գերտաք վիճակ՝ Քվարկ–Գլյուոնային Պլազմա (ՔԳՊ)

Ոչ շատ բարձր ջերմաստիճաններում ( $T \leq 1$  էՎ = 11000 K, տես (2.8)) նյութը, որն իրենից ներկայացնում է ատոմների և մոլեկուլների համախումբ, դասակարգվում է երեք ագրեգատային վիճակների՝ գազային, հեղուկ և պինդ: Եթե ջերմաստիճանը գերազանցում է ատոմներում էլեկտրոնների կապի էներգիաները, ապա նյութն անցնում է մի այնպիսի ագրեգատային վիճակի, որտեղ էլեկտրոնները և իոնները ազատ են: Նյութի այսպիսի վիճակն անվանվում է էլեկտրամագնիսական պլազմա (ԷՊ): Գոյություն ունեն էՊ-ի տարբեր տեսակներ, որոնց համապատասխանում է  $10^5$ –ից  $10^9$  K ջերմաստիճանային տիրույթ կամ որ նույնն է՝  $10$  էՎ–ից  $100$  ԿէՎ էներգիա: Արդի տիեզերքի նյութի գերակշիռ մասը՝ աստղերը, աստղային մթնոլորտը, գալակտիկական միգամածությունները և միջաստղային միջավայրը, գտնվում են ԷՊ վիճակում: Երկրամերձ տիրույթում ևս՝ արեգակնային քամու ճանապարհին, կարելի է գտնել ԷՊ:





**Նկ. 5.1:** Տիեզերքի պատմությունը: Ուժեղ փոխազդող նյութի էվոլյուցիան Մեծ Պայթյունից մինչև մեր օրերը:

Ըստ տեսական կանխագուշակումների, 150–200 ՄեՎ-ից (ավելի քան  $10^{12}$  K) բարձր ջերմաստիճաններում այլևս հնարավոր չէ հադրոնային նյութը դիտարկել որպես առանձին հադրոններից կազմված համակարգ: Տեղի է ունենում փուլային անցում այնպիսի մի վիճակի, որն իրենից ներկայացնում է հադրոնային բաղադրիչների՝ քվարկների և գլյուոնների, համակարգ. սա այսպես կոչված քվարկ-գլյուոնային պլազման է (ՔԳՊ): Ենթադրվում է, որ տիեզերքը իր էվոլյուցիայի սկզբնական փուլում եղել է այդպիսի վիճակում:

Մեր տիեզերքի ծագման և զարգացման վերաբերյալ լայնորեն տարածված ժամանակակից տեսակետը հիմնված է Մեծ Պայթյունի վարկածի վրա: Համաձայն այս վարկածի, մեր տիեզերքը ծնվել է 14 միլիարդ տարի առաջ մեծ պայթյունից,

որին հետևել է շատ արագ ուռչում, ինչի հետևանքով անջատվել է էներգիայի և նյութի տարրական բաղադրիչների հսկայական քանակություն: Տիեզերքի լայնացման և սառեցման ընթացքում առաջացել են մասնիկներ որոնցից *ստեղծվել է սովորական նյութը, և ձևավորվել են կառուցվածքներ որոնք մենք այսօր տեսնում ենք տիեզերքում՝ սկսած ատոմներից մինչև գալակտիկաները:*

XX դարի ընթացքում հիմնովին ապացույցներ են կուտակվել Մեծ Պայթյունի տեսության օգտին: Դրանց շարքում են թեթև միջուկների հարաբերական քանակը տիեզերքում և 3 աստիճանանոց ռելեկտային ճառագայթումը:

Նկար 5.1–ում տրված է տիեզերքի էվոլյուցիայի դիագրամը: Պայթյունը տեղի է ունեցել այսպես կոչված Պլանկյան ( $10^{-43}$  վ) ժամանակաընթացքում: Դրանից հետո սկսվել է գեր արագ ուռչում, որը տևել  $10^{-32}$  վ և ավարտվել է տիեզերքի անցումով՝ այսպես կոչված տարրական բաղադրիչների ժամանակահատված (էրա): Այդ էրայի սկզբում նյութը ունեցել է  $\sim 10^{26}$  K ջերմաստիճան,  $\sim 10^{70}$  գ/սմ<sup>3</sup> խտություն և բաղկացած է եղել նյութի տարրական բաղադրիչներից՝ թույլ փոխազդեցությունները կրող *W*- և *Z*- բոզոններից, ֆոտոններից, նեյտրինոներից, լեպտոններից, (նկարում ցույց տված չեն), ինչպես նաև քվարկներից և գլյուոններից: Չափազանց արագ ընդլայնման ընթացքում այդ “ապուրի” տարբեր կոմպոնենտները ենթարկվել են տարբեր էվոլյուցիայի և մեկ միկրովայրկյանական հասակում տիեզերքը մտել է ՔԳՊ–ի ենթաէրան, երբ քվարկները և գլյուոնները գերիշխել են տիեզերքի նյութի կոմպոնենտում: Հաջորդող 1000 մկվ–ի ժամանակաընթացքում ՔԳՊ–ն սառչել է մինչև  $10^{12}$  K, “նոսրացել” մինչև  $10^{11}$  գ/սմ<sup>3</sup> և, պարփակվածության հետևանքով, փոխակերպվել է պրոտոնների, նեյտրոնների և այլ հադրոններ՝ դրանով իսկ մտնելով հադրոնների էրա: Այնուհետև պահանջվել է 3 ր, որ պրոտոնները և նեյտրոնները ձևավորեն թեթև միջուկներ (D, He, Li...): Տիեզերքի էվոլյուցիան սկսած այս 3 րոպեանոց հասակից մինչև 380000 տարեկան հասակը ավարտվել է ատոմների ձևավորումով: Այս երկու, ինչպես նաև տիեզերքի պատմության հաջորդ փուլերը նույնպես պատկերված են նկար 5.1–ում:

Ներկայումս քվարկները և գլյուոնները պարփակված են պրոտոններում և նեյտրոններում: Այնուհանդերձ ՔԳՊ–ին համանման նյութ մինչ այժմ կարող է գոյություն ունի նեյտրոնային աստղերում, որտեղ խտությունն այնքան մեծ է (տես § 7), որ եթե աստղից վերցնենք գնդասեղի գլխիկի չափ աստղանյութ, ապա այն ավելի շատ նյութ կպարունակի, քան հսկայական եգիպտական բուրգը: Այսպիսի խտությունների դեպքում քվարկների և գլյուոնների միջև հեռավորությունները դառնում են շատ փոքր, և ուլտրամանուշակագույն ազատության մեխանիզմի հիման վրա կարող է ձևավորվել ազատ քվարկների և գլյուոնների ագրեգատային վիճակ, այսինքն՝ ՔԳՊ:

Լաբորատոր փորձերում ՔԳՊ–ի հայտնաբերումը գլխավոր մարտահրավերներից մեկն է արդի ֆիզիկային: ՔԳՊ–ի որոնումների փորձարարական մոտեցումների մանրամասները նկարագրված են § 7-ում:

## **§ 6 Մասնիկների ու իոնների արագացուցիչները որպես գործիք ՌԺՓ-ի լաբորատոր ուսումնասիրության համար:**

ՌԺՓ-ի և հադրոնների հատկությունները հետազոտվում են աշխարհի լաբորատորիաներում՝ գրեթե մինչև լույսի արագությունը արագացված մասնիկների

օգնությամբ: Դրանք են էլեկտրոնները և պոզիտրոնները, պրոտոնները և հակապրոտոնները, ինչպես նաև տարբեր իոններ: Որքան ավելի բարձր է արագացված մասնիկի էներգիան, այնքան նյութի ավելի խոր և նուրբ կառուցվածք կարելի է հետազոտել նրա օգնությամբ: Բոլոր հադրոնները, բացի պրոտոնից, հայտնաբերվել են արագացված մասնիկների փնջեր օգտագործող գիտափորձերում: Աշխարհում կառուցվում և շահագործվում են երկու տեսակի արագացուցիչներ, այսպես կոչված անշարժ թիրախով արագացուցիչներ և կոլայդերներ: Առաջին տեսակի սարքավորումներում արագացված մասնիկների փունջը բախվում է անշարժ թիրախի հետ: Կոլայդերներում երկու փնջեր արագացվում են մեկը մյուսին հակառակ ուղղությամբ և բախվում են միմյանց որոշակի կետերում: Այդ երկու արագացման եղանակները ունեն իրենց առավելությունները և թերությունները: Օրինակ, անշարժ թիրախի արագացուցիչները թույլ են տալիս ստանալ այսպես կոչված երկրորդական փնջեր, որոնք բաղկացած են թիրախի հետ հիմնական փնջի փոխազդեցության հետևանքով ծնված մասնիկներից: Այս կերպ հաջողվում է ստանալ ֆոտոնների, հակապրոտոնների, պոզիտրոնների, լիցքավորված պիոնների և կաոնների, ինչպես նաև  $\Sigma^\pm$  հիպերոնների երկրորդային փնջեր և օգտագործել վերջիններս հետազոտության փորձերի համար: Բացի այդ, անշարժ թիրախի եղանակը թույլ է տալիս օգտագործել տարբեր նյութերի (սկսած ջրածնից մինչև ուրան) թիրախներ: Իրենց հերթին կոլայդերները շատ օգտակար են, երբ պահանջվում է հետազոտել մեծ զանգված ունեցող համակարգերի և մասնիկների ծնունդը:

Օրինակ՝ 1000 ՉԷՎ էներգիա ունեցող պրոտոնի փոխազդեցությունում ջրածնային անշարժ թիրախի հետ կարող է ծնվել առավելագույնս 42 ՉԷՎ զանգված ունեցող մասնիկ, այնինչ 1000 ՉԷՎ էներգիա ունեցող երկու պրոտոնների բախումը կարող է ապահովել է գրեթե 2000 ՉԷՎ զանգված ունեցող մասնիկի ծնունդը: Այդուհանդերձ 6.1 –ում թվարկված են աշխարհի խոշորագույն արագացուցիչները: Բացառությամբ LHC-ի, դրանք բոլորը գործում են ներկայումս, իսկ LHC-ի շահագործումը սկսվելու է 2007 թվականի կեսերին:

Բազմաթիվ արագացուցչային համալիրներ են գործում Եվրոպայում, Հյուսիսային և Հարավային Ամերիկայում, Ճապոնիայում և Չինաստանում: Դրանցից մի քանիսը

Մասնիկների և իոնների բարձր էներգիաների արագացուցիչներ			
Արագացուցիչ	Եղանակ	Փնջի մասնիկներ	Փնջի էներգիա
PEP (Positron-Electron Project) -II SLAC, Ստենֆորդ, ԱՄՆ	կոլայդեր	$e^+ - e^-$	$3.1 \times 9$ ՉԷՎ
Tevatron FNAL, ԱՄՆ	կոլայդեր	$\bar{p} - p$	$980 \times 980$ ՉԷՎ
SPS (Super Proton Synchrotron) CERN, Շվեյցարիա	անշարժ թիրախ	$p$	450 ՉԷՎ
		իոններ	158 ՉԷՎ ըստ նուկլոնի
RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) BNL, ԱՄՆ	կոլայդեր	$p - p$	$100 \times 100$ ՉԷՎ
		իոն-իոն	$100 \times 100$ ՉԷՎ ըստ նուկլոնի
LHC (Large Hadron Collider) CERN, Շվեյցարիա	կոլայդեր	$p - p$	$7 \times 7$ ՏԷՎ
		իոն-իոն	$2.75 \times 2.75$ ՏԷՎ ըստ նուկլոնի

Աղյուսակ 6.1 Աշխարհի խոշորագույն արագացուցիչների հիմնական բնութագրերը:

հայտնի են ամբողջ աշխարհում՝ ներատոմական ֆիզիկայի երևույթների բացահայտման մեջ իրենց կատարած ականավոր ներդրումով: Այսպես, ԱՄՆ-ում գտնվող SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) կենտրոնը հանրահայտ է պրոտոնի քվարկային կառուցվածքի հայտնագործման համար, որը կատարվել է պրոտոնների վրա էլեկտրոնների այսպես կոչված խորը ոչ առածական ցրման պրոցեսում: Այդ հայտնագործումը 1960 թվականների վերջերից մինչև 1970 թվականների սկզբները կատարած մի շարք գիտափորձերի հետևանք էր: յ/ս մեզոնի հայտնաբերումը կատարվել է 1974 թվականի նոյեմբերին SLAC-ում և մեկ ուրիշ ամերիկյան հետազոտությունների կենտրոնում, որը կոչվում է BNL (Brookhaven National Laboratory): Այդ հայտնագործությունը կոչվել է «նոյեմբերյան հեղափոխություն» քանի որ այն հաստատել է ուժեղ փոխազդող նյութի նոր բաղադրիչի՝ «հմայք» անվանված ծանր քվարկի, գոյությունը (տես § 4) :

Աշխարհի խոշարագույն եվրոպական հետազոտությունների կենտրոնը, որը կոչվում է CERN (European Organization for Nuclear Research) ընդգրկում է արագացուցիչների մի լայն համալիր, որոնք նախատեսված են մի քանի ՄԷՎ-ից մինչև մի քանի ՏԷՎ էներգիա ունեցող փնջերի ստացման և այդ փնջերով գիտափորձեր կատարելու համար:

1984 թվականին W- և Z- բոզոնների (թույլ փոխազդեցության կրողներ) հայտնաբերումը UA1 և UA2 գիտափորձերում՝ օգտագործելով պրոտոն-հակապրոտոնային կոլայդերը, իրենից ներկայացնում է CERN-ի կարևորագույն ձեռքբերումը: Ներկայումս բոլոր ջանքերը CERN-ում գործադրվում են երբևիցէ շահագործվածներից ամենամեծ LHC (Large Hadron Collider-Մեծ Հադրոնային Կոլայդեր) արագացուցիչը կառուցելու նպատակով: Այդ 27 կմ երկարություն ունեցող հսկա կոլայդերը արագացնելու է պրոտոնները՝ հասցնելով նրանց էներգիան մինչև 7 ՏԷՎ: LHC-ի գլխավոր նպատակներից է պրոտոն-պրոտոնային բախումներում որոնել սկայյար մասնիկ հանդիսացող Հիգսի բոզոնը, որի զանգվածը կարող է հասնել մինչև 1 ՏԷՎ: Համաձայն ներատոմական ֆիզիկայի ժամանակակից տեսության, նյութի տարրական բաղադրիչները (էլեկտրոնները, մյուոնները, քվարկները, W- և Z- բոզոնները) ձեռք են բերել իրենց զանգվածները հենց Հիգսի բոզոնների հետ փոխազդեցության շնորհիվ:

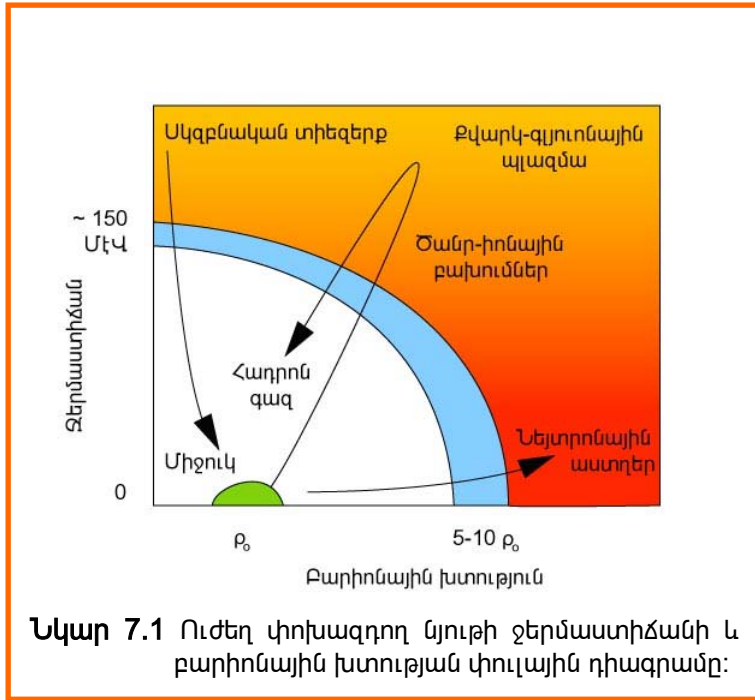
Պակաս հայտնի, բայց ոչ պակաս կարևոր, մյուս արագացուցչային կենտրոնները իրենց անգնահատելի ներդրումն ունեն այնպիսի անհրաժեշտ չափումներում, ինչպիսիք են ֆիզիկական հաստատունների և տարրական մասնիկների բնութագրիչների արժեքների ճշգրտումը, ֆունդամենտալ փոխազդեցությունների համաչափությունների մանրակրկիտ ստուգումը:

Վերջին տասնամյակի ընթացքում հատուկ ուշադրություն է դարձվում ծանր իոններով գիտափորձերին, որոնց գլխավոր նպատակն է հայտնաբերել ՔԳՊ-ն և ուսումնասիրել նյութի այս նոր ագրեգատային վիճակի հատկությունները: Ծանր իոնների փնջերով կատարվող հետազոտությունների միջազգային ծրագիրը կազմված է ներկայումս գործող բազմաթիվ գիտափորձերից, որոնք կատարվում են բախման էներգիաների լայն տիրույթում՝ սկսած մեկ նուկլոնին բաժին ընկնող մի քանի ՊԷՎ-ից մինչև SPS- և RHIC-ի էներգիաները (տես աղյուսակ 6.1): Միաժամանակ՝ ֆիզիկոսների հանրությունը սպասում է 2007 թվականին CERN-ում ALICE (A Large Ion Collider Experiment – Մեծ իոնային կոլայդերի գիտափորձ) դետեկտորի գործարկմանը: ALICE-ը հետազոտելու է LHC-ում արագացված կապարի հանդիպակաց փնջերի ճակատային բախումները, որտեղ ամեն մի նուկլոնին բաժին ընկնող էներգիան հավասար է լինելու 2.75 ՏԷՎ-ի, այսինքն

կապարի անեն մի իոնը կրելու է  $2.75 \times (\text{կապարի ատոմական կշիռ}) = 2.75 \times 208 = 572$  ՏէՎ էներգիա:

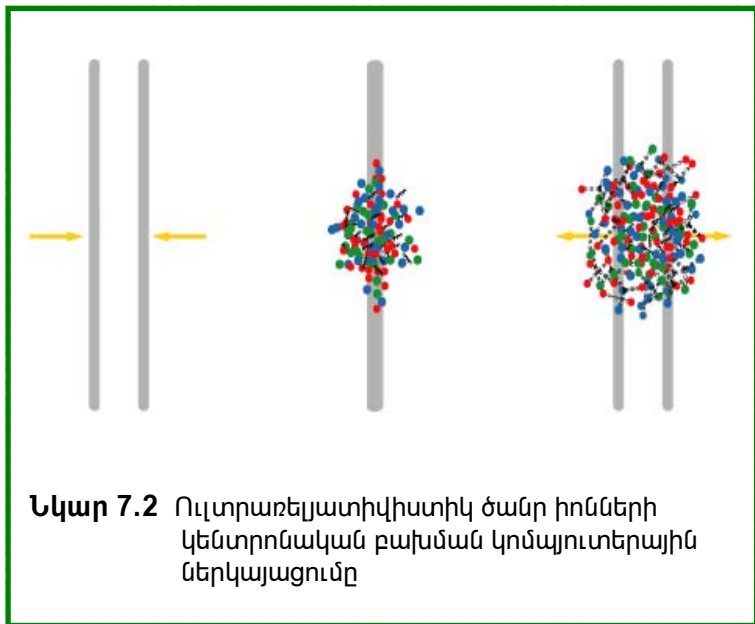
## § 7 ՔԳՊ-ի որոնումը ՈՒԾԻԲ (ուլտրառեյատիվիստիկ ծանր իոնների բախումներ) գիտափորձերում

Նկ 7.1-ում բերված դիագրամը ցուցադրում է ուժեղ փոխազդող նյութի փուլերը



տարբեր ջերմաստիճանների և բարիոնային թվի խտությունների դեպքում: Կապույտ շերտը անցնում է հադրոնային գազի և ՔԳՊ-ի փուլերի սահմանով: Դիագրամից երևում է, որ ՔԳՊ-ն կարող է գոյություն ունենալ տարբեր ջերմաստիճանների և բարիոնային խտությունների դեպքում: Այսպես՝ §5-ում հիշատակված նեյտրոնային աստղերի կենտրոնում ձևավորված ՔԳՊ-ն ունի շատ մեծ բարիոնային խտություն և ցածր ջերմաստիճան ( $\rho_0$  սովորական միջուկային խտություն և բացարձակ զրոյին մոտ ջերմաստիճան ունեցող

նյութի տիրույթը նշված է Նկ 7.1-ում կանաչ կիսաշրջանակով): Մյուս կողմից, վաղ տիեզերքի ՔԳՊ փուլն իրենից ներկայացնում է ազատ քվարկների և գլյուոնների շատ բարձր ջերմաստիճան և զրո բարիոնային խտություն ունեցող ագրեգատային վիճակ: Նկ. 7.1-ում մեջտեղի գիծը ցույց է տալիս ՈՒԾԻԲ-ում “Փոքրիկ Պայթյունի” ստեղծման և հետագա էվոլյուցիայի պատմությունը: Իոնները, որոնք պարունակում են  $\rho_0$  խտություն և ցածր ջերմաստիճան ունեցող սովորական բարիոնային նյութ, բախվում են միմյանց հետ և ծնում են տաք և խիտ ուժեղ փոխազդող սկզբնանյութ:

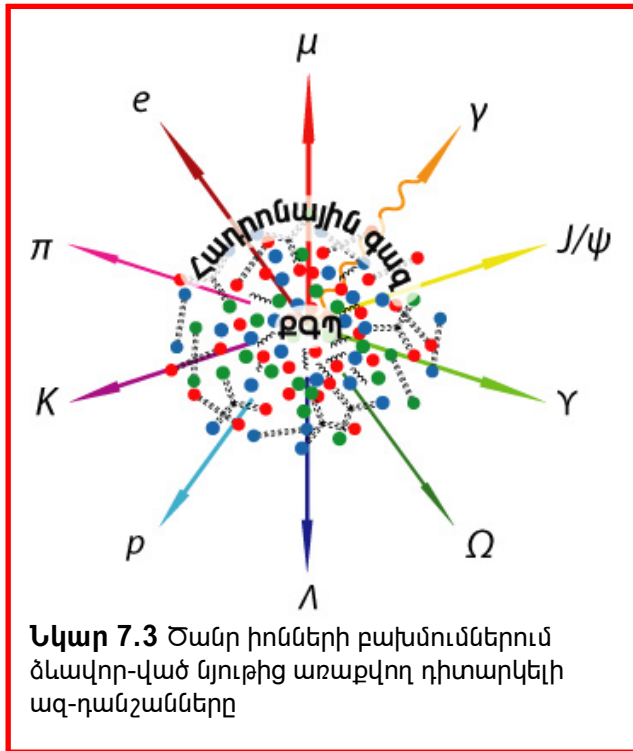


Որքան արագ է իոնների հարաբերական շարժումը, այնքան բարձր է սկզբնանյութի ջերմաստիճանը: Կորի առավելագույն արժեքը համապատասխանում է շատ բարձր էներգիաներով իոնների բախումներին, որտեղ սպասվում է ՔԳՊ-ի ձևավորում: Կորի հետագա նվազումը համապատաս-

խանում է ՔԳՊ-ի սառեցմանը և կոնդենսացմանը հաղորնային գազի:

Սպասվում է, որ LHC-ում ծանր իոնների կենտրոնական բախումներում էներգիայի և նյութի առատ անջատումը ապահովելու է ՔԳՊ-ի ձևավորման համար անհրաժեշտ ջերմաստիճաններ և խտություններ: Բացի դրանից, ենթադրվում է, որ ՔԳՊ-ն կարող է ձևավորվել անգամ RHIC-ում և SPS-ում արագացված իոնների բախումներում, և գլխավոր դժվարությունը փորձարարական տվյալների հիման վրա այս էներգիաներում ՔԳՊ-ի ձևավորման հաստատման համար այն է, որ տեսական կանխագուշակումներում առկա են անորոշություններ:

Նկ. 7.2-ում բերված է գրեթե լույսի արագությամբ շարժվող երկու ծանր իոնների բախման պրոցեսի կոմպյուտե-րային ներկայացումը: Համաձայն Այնշտայնի



հարաբերականության հատուկ տեսության, բախվող միջուկները լաբորատոր համակարգում երևում են բարակ բլիթ-ների նման: Լաբորատորիայում “Փոքրիկ Պայթյունը” առաջացնում է ՔԳՊ: ՔԳՊ-ն ընդլայնվում է հրագնդի նման, սառում է և արդյունքում վերածվում սովորական հաղորնային նյութի: Հազարավոր մասնիկներ են ծնվում: Այս մասնիկները գրանցվում են դետեկտորների կողմից, որոնցում նրանց թողած հետագծերը վերականգնվում են ժամանակակից հզոր համակարգչային ծրագրերի միջոցով:

Նկ 7.3-ը պատկերում է այն բնորոշ “ազդանշանները”, որոնք առաջանում են բախման պրոցեսի տարբեր փուլերում և գրանցվում են գիտասարքի օգնությամբ: Էլեկտրա-

ազնիական ազդանշանները, օրինակ՝ ֆոտոնները, էլեկտրոնները և մյուսն-ները, ծնվում են պրոցեսի բոլոր փուլերում և առաքվում են գրեթե առանց փոխազդելու շրջապատող ՔԳՊ-ի կամ հաղորնային նյութի հետ:  $c\bar{c}$  և  $b\bar{b}$  ծանր քվարկ-հակաքվարկ զույգերից կազմված մեզոնները, ինչպիսիք են, օրինակ՝  $J/\psi$ -ն և  $\Upsilon$ -ը, ծնվում են բախման պրոցեսի սկզբնական փուլում: Սա նշանակում է, որ էլեկտրամագնիսական ազդանշանները և ծանր մեզոնները կրում են որոշակի տեղեկություններ նյութի էվոլյուցիայի պատմության վերաբերյալ, վորոնք կարող են ուսումնասիրվել դիտարկվող ազդանշանների հատկությունների վերլուծության օգնությամբ:  $u-$ ,  $d-$  և  $s-$  թեթև քվարկներից կազմված հաղորնները ծնվում և առաքվում են էվոլյուցիայի վերջին փուլերում և նրանց հետազոտությունը կարող է տեղեկություններ հաղորդել ինչպես հաղորնային նյութի հատկությունների, այնպես էլ ՔԳՊ-ից հաղորնային նյութի փուլային անցման պատկերի վերաբերյալ:

Ճշգրիտ գանազանելու համար ՔԳՊ-ի փուլը ծանր իոնային բախման ամբողջ էվոլյուցիայի պատմությունից անհրաժեշտ է ՔԳՊ-ին ներհատուկ ազդանշանների պատշաճ վերլուծություն: Այդ ազդանշաններն են՝ մեծ էներգիա ունեցող ջերմային ֆոտոնների ճառագայթումը, տարօրինակ հաղորնների ելքի ուժեղացումը, մասնիկների բազմակիության ֆլուկտուացիաները,  $J/\psi$ - մեզոնի ելքի ճնշումը և այլն:

Օրինակ, կանխագուշակվում է, որ ՔԳՊ-ի գերխիտ և գերտաք միջավայրում ՄՄ մեզոնի ելքը էականորեն ճնշվում է՝ համեմատած, օրինակ, նրա ելքի հետ պրոտոն-պրոտոնային կամ պրոտոն-միջուկային փոխազդեցություններում, որոնցում ՔԳՊ-ի առաջացում չի ակնկալվում: § 9-ում կներկայացնենք, թե ինչպես են վերլուծության ենթարկվում CERN–ի ծանր իոնային գիտափորձերից մեկի՝ NA60-ի, տվյալները՝ նպատակ դնելով որոնել լիցքավորված մասնիկների բազմակիության ֆլուկտուացիաներ ազիմուտալ անկյան բաշխումում:

## **§ 8 Մասնիկների դետեկտորներ**

Այս մասում հակիրճ ներկայացված են բարձր էներգիաների ֆիզիկայում օգտագործվող մասնիկների դետեկտորները: Այդ դետեկտորներից մի քանիսը կիրառված են CERN–ի NA60 գիտափորձում:

Ընդհանուր առմամբ մասնիկների դետեկտորների կիրառությունը հիմնված է մասնիկի կորցրած էներգիայի գրանցման վրա: Դետեկտորի նյութի միջով անցնելիս լիցքավորված մասնիկը իր էներգիայի մի մասը կորցնում է օրինակ՝ ատոմների (մոլեկուլների) իոնիզացման և գրգռման վրա:

**Սցինտիլյացիոն (առկայծիչ) դետեկտորներում** լիցքավորված մասնիկի էներգետիկական կորուստները վերածվում են ֆոտոնների, որոնք կարող են գրանցվել ֆոտոբազմապակիչների օգնությամբ, արդյունքում ձևավորվելով էլեկտրական իմպուլս: Վերջինս կարող է ծածկագրվել և գրանցվել հիշողության սարքում և օգտագործվել հետագա վերլուծության համար:

**Համեմատական կամ բազմալար խցիկներում** (որոնք լցված են հատուկ հատկություններով օժտված գազային խառնուրդով) սկզբնական իոնիզացման արդյունքում առաջացած էլեկտրոններն արագացվում են ներքին էլեկտրական դաշտում, որը ստեղծվում է խցիկի ամբողջ ծավալով ձգված բարձրավոլտ անոդային լարերի միջոցով: Արագացված էլեկտրոններն առաջացնում են մեծ քանակությամբ երկրորդային իոնիզացման էլեկտրոններ: Վերջիններս անոդային լարերի վրա՝ մասնիկի հետագծին մոտ, առաջացնում են էլեկտրական ազդանշաններ: Մի քանի բազմալար համեմատական խցիկների օգնությամբ կարելի է վերականգնել մասնիկի հետագծի: Ժամանակակից կատարելագործված բազմալար խցիկների օգնությամբ հնարավոր է մասնիկի հետագծի երկայնքով իոնիզացիոն կորուստների բազմակի չափումներ կատարել: Այս չափումները, համակցված մագնիսական դաշտում մասնիկի իմպուլսի չափումների հետ, թույլ են տալիս գանազանել, թե ինչ լիցքավորված մասնիկ (էլեկտրոն, մյուոն, պիոն, կաոն, պրոտոն) է անցել խցիկի միջով:

**Սիլիկոնային (կիսահաղորդչային) դետեկտորներում** մասնիկի էներգետիկական կորուստների հետևանքով առաջանում է էլեկտրական լիցք, որը կուտակվում է էլեկտրոդների վրա՝ (արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ) արդյունքում ձևավորվելով էլեկտրական իմպուլս: Առհասարակ սիլիկոնային դետեկտորները բաղկացած են լինում բազմաթիվ մանրակերտ սեգմենտներից (պիքսելներ կամ նեղ շերտեր)՝ 50–200 մկմ կարգի չափերով, որոնք ապահովում են մասնիկի կորորինատների և հետագծի վերականգման մեծ ճշտություն:

**Անցումային ճառագայթման դետեկտորներ:** Երբ բարձր էներգիաների մասնիկը հատում է վակուումի և միջավայրի միջև սահմանը, ապա այն առաքում է ռենտգենյան ճառագայթներ: Հենց այս ճառագայթման գրանցման հիման վրա են գործում անցումային ճառագայթման դետեկտորները: Անցումային ճառագայթման ինտենսիվությանը մեծանում է Լորենց-Ֆակտորի ( $\gamma = E/m$ ) մեծացմանը զուգընթաց, ինչը թույլ է տալիս միմյանցից զանազանել թեթև (օրինակ՝ էլեկտրոն) և համեմատաբար ծանր (օրինակ՝ պրոն) զանգվածով մասնիկները:

**Չերենկովյան դետեկտորներում** օգտագործվում է Չերենկովյան ճառագայթման էֆեկտը, այսինքն՝ լույսի առաքումը լիցքավորված մասնիկի կողմից, որի  $v$  արագությունը  $n$  բեկման ցուցիչ ունեցող միջավայրում գերազանցում է լույսի  $c/n$  արագությանը: Սովորաբար գազային պարունակությամբ Չերենկովյան դետեկտորները կիրառվում են զանազանելու համար էլեկտրոնները (որոնց համար  $v > c/n$ ) ավելի ծանր մասնիկներից (որոնց համար  $v < c/n$ ):

Խիտ և օպտիկապես թափանցիկ նյութից պատրաստված մեծ ծավալի Չերենկովյան դետեկտորները կարող են ծառայել որպես **էլեկտրամագնիսական կալորիմետր**, որը չափում է էլեկտրոնների և  $\gamma$  քվանտների լրիվ էներգիան բարձր էներգիաների տիրույթում: Սա կատարվում է կալորիմետրի միջավայրում կասկադային էլեկտրամագնիսական պրոցեսի զարգացման շնորհիվ: Այդ պրոցեսը իրենից ներկայացնում է նյութում բարձր էներգիաների էլեկտրոնների կողմից  $\gamma$  քվանտների ճառագայթման և վերջինիս  $e^+e^-$  զույգի վերածման հաջորդական (կասկադային) պրոցես: Արդյունքում սկզբնական էլեկտրոնի (կամ  $\gamma$  քվանտի) էներգիայի որոշակի մասը վերածվում է չերենկովյան ճառագայթման: Վերջինիս դիտարկումը թույլ է տալիս չափել ընկնող էլեկտրոնի ( $\gamma$  քվանտի) լրիվ էներգիան:

Նմանատիպ կալորիմետրական սկզբունք օգտագործվում է նաև **Հադրոնային կալորիմետրերում**: Վերջիններս պատրաստված են մեծածավալ խիտ նյութից (կապար, տանտալ, երկաթ և այլն), որի մեջ ներդրված են բազմաթիվ սցինտիլյացիոն կամ չերենկովյան ռադիատորներ: Խիտ նյութը ծառայում է որպես թիրախ, որտեղ ընկնող բարձր էներգիայի հադրոնները կրում են բազմակի ոչ առաձգական փոխազդեցություններ՝ ծնելով, մասնավորապես, մեծ թվով  $\pi^0$ -մեզոններ, որոնք տրոհվում են քվանտների  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ : Վերջիններս վերածվում են  $e^+e^-$  զույգերի, որոնք ռադիատորներում լույս են առաքում: Այդ լույսի դիտարկումը թույլ է տալիս չափել ընկնող հադրոնի լրիվ էներգիան:

**Մագնիսական սպեկտրոմետրերը** օգտագործվում են լիցքավորված մասնիկի իմպուլսը չափելու համար՝ եթե այդ մասնիկի հետագիծը մագնիսական դաշտում վերականգնված է որոշակի դետեկտորների օգնությամբ:  $p$  իմպուլս և  $Q = e \cdot q$  լիցք ունեցող մասնիկի հետագիծը հաստատուն մագնիսական  $B$  դաշտում իրենից ներկայացնում է պարույր, որի կրողության  $R$  շառավիղը կապված է դաշտին ուղղահայաց իմպուլսի  $p_{\perp}$  բաղադրիչի հետ հետևյալ առնչությամբ,

$$p_{\perp} = 0.3 \cdot q \cdot B \cdot R,$$

որտեղ չափման միավորներն են՝  $p_{\perp}$ -ի համար  $\text{ԳէՎ}/c$ -ն,  $B$ -ի համար՝ Տեսլան և  $R$ -ի համար՝ մետրը:



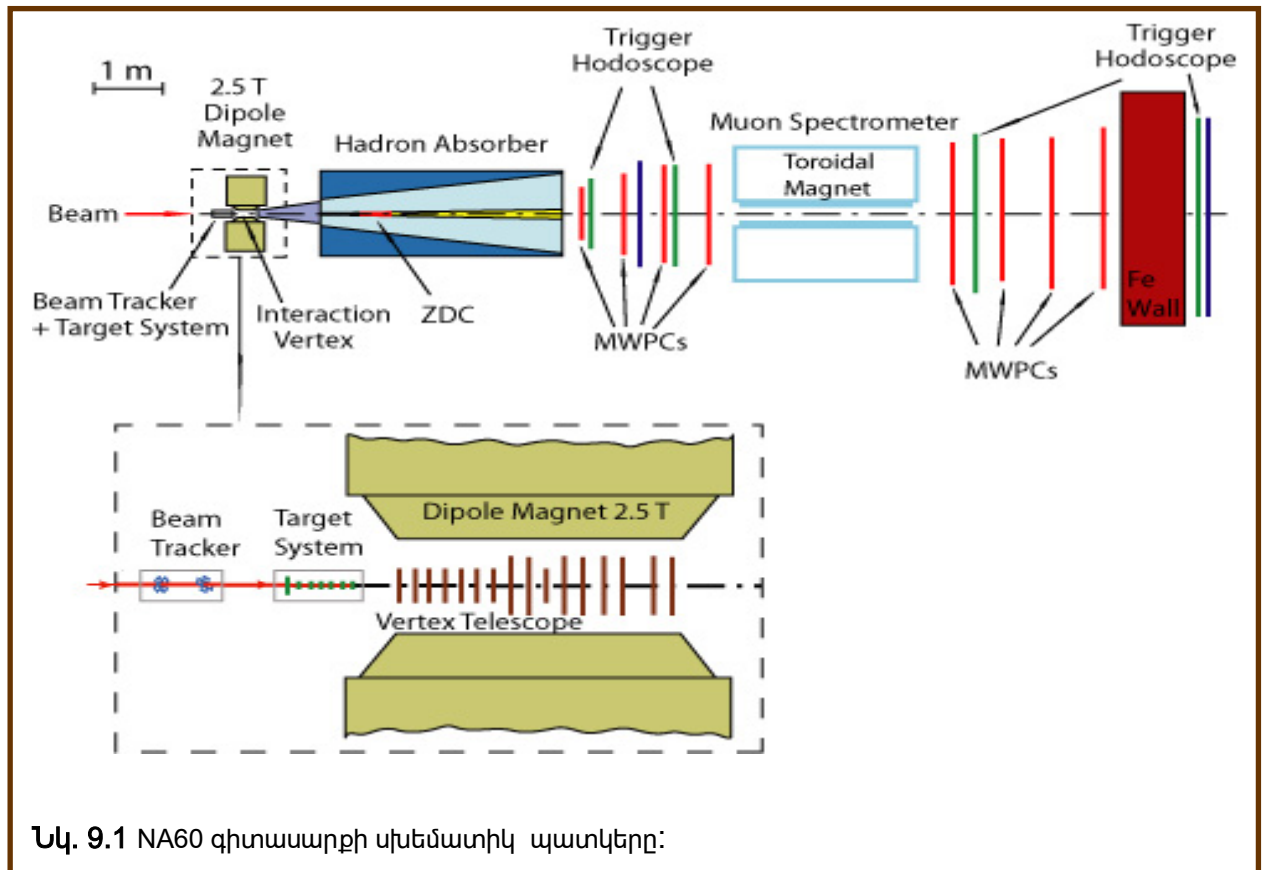
**§ 9 CERN-ի NA60 գիտափորձը: 158A ՉԷՎ էներգիայով In-In  
կենտրոնական բախումների տվյալների վերլուծությունը:**



NA60-ը՝ վերնագրված “Արագ Դիմյունի և Բուրմունքի Ծնման Ուսումնասիրումը Պրոտոնների ու Ծանր Իոնների Փնջերի Միջոցով CERN-ի SPS-ում”, CERN-ի ծանր իոնային գիտափորձերից մեկն է SPS արագացուցիչում: NA60-ի ծրագիրը ընդգրկում է ինչպես  $\mu^+$  և  $\mu^-$  լեպտոնների, այնպես էլ լիցքավորված հադրոնների՝ պրոտոնների, հակապրոտոնների,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$  մեզոնների գրանցումը: Շնորհիվ ‘Փնջի հետազոծիչ’ և ‘Գագաթնային հեռադիտակ’ բաղադրամասերի, NA60-ը թույլ է տալիս մեծ ճշտությամբ վերականգնել փոխազդեցության գլխավոր գագաթը, որն էլ իր հերթին հնարավորություն է ընձեռում մեծ ճշտությամբ չափել գրանցված մասնիկների ինպուլսները (տես ներքևում): 2002 – 2004 թվականների ընթացքում NA60-ը կուտակել է տվյալներ տարբեր էներգիաների իոնների և պրոտոնների փնջերի անշարժ իոնային թիրախների հետ բախումների մասին: Այս գլխում մենք կներկայացնենք 158A ՉԷՎ էներգիայով In-In բախումներում լիցքավորված հադրոնների ծնման տվյալների վերլուծությունը:

**NA60 գիտասարքը**

NA60 գիտասարքը, որի հատակագիծը ներկայացված է Նկ. 9.1-ում, կազմված է չորս հիմնական դետեկտորներից, որոնք տեղադրված են հետևյալ հերթականությամբ (ընկնող փնջի երկայնքով, այսինքն  $z$  առանցքի ուղղությամբ)՝ սիլիկոնային դետեկտոր՝ **Փնջի հետազոծիչ (Beam Tracker կամ հակիրճ՝ BT)**, սիլիկոնային դետեկտոր՝ **Գագաթնային հեռադիտակ (Vertex Telescope կամ հակիրճ՝ VT)**, **Զրո**



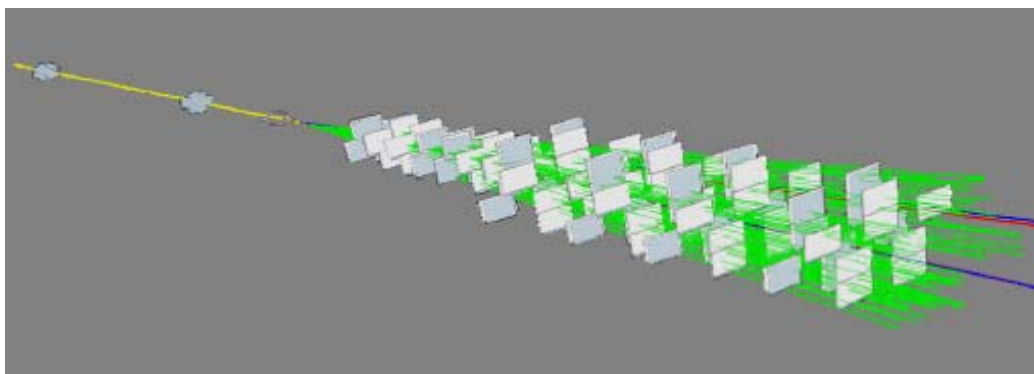
**Նկ. 9.1** NA60 գիտասարքի սխեմատիկ պատկերը:

**աստիճանի կալորիմետր (Zero Degree Calorimeter կամ հակիրճ՝ ZDC) և Սյուռնային սպեկտրաչափ (Muon Spectrometer կամ հակիրճ՝ MS):**

**BT-ն** իրենից ներկայացնում է երկու հարթություն, որոնցից յուրաքանչյուրը բաղկացած է մի շարք սիլիկոնային նեղ շերտերից: Հարթությունները տեղադրված են z առանցքին ուղղահայաց և իրարից z առանցքով 20 սմ հեռու: Դետեկտորներից յուրաքանչյուրում 20 մկմ ճշտությամբ չափում են փնջի մասնիկների լայնական x և y կորդինատները: Սա թույլ է տալիս վերականգնել փնջի մասնիկի հետագիծը: BT-ի միջով անցնելուց հետո փնջի մասնիկն որոշակի հավանականությամբ կարող է փոխազդել BT-ից հետո տեղադրված թիրախի համակարգի հետ:

**Թիրախի համակարգը (Target System)** բաղկացած է ինդիումից պատրաստված (զ.ա.մ.  $A=115$ ) գլանաձև, 1 մմ տրամագծով և 1.5 մմ հաստությամբ յոթ թիրախներից (միմյանցից 7.5 մմ-ով հեռացված): Երբ փնջի մասնիկը փոխազդում է թիրախում, ծնվում են երկրորդային մասնիկներ (հիմնականում պիոններ և կաոններ):  $E_0=158$  A ՊէՎ (այսինքն  $E_0=158 \cdot 115$  ՊէՎ  $\approx 18$  ՏէՎ) էներգիայով ինդիումի իոնի փոխազդեցություններում կարող են ծնվել մինչև մի քանի հարյուր երկրորդային մասնիկներ:

**VT-ն** տեղակայված է թիրախի համակարգից հետո և ապահովում է  $2^\circ < \vartheta < 5^\circ$  ( $\vartheta$ -ն մասնիկի  $p$  իմպուլսի և z-առանցքի միջև կազմած անկյունն է) բևեռային անկյան ներսում ծնված երկրորդային լիցքավորված մասնիկների գրանցումը: VT-ն կազմված է 16 ուղղահայաց հարթություններից, որոնք բաղկացած են մեծ թվով սիլիկոնային պիքսելներից (50 մկմ  $\times$  425 մկմ չափերով) և թույլ են տալիս վերականգնել լիցքավորված մասնիկների հետագծերը և փոխազդեցության գազաթի կորդինատները, որտեղից առաջացել են մասնիկները: VT-ն տեղադրված է 2.5 Տեսլա դաշտով դիպոլային մագնիսում (Dipole Magnet), որը կորացնում է մասնիկի հետագիծը՝ թույլ տալով չափել ինչպես նրա իմպուլսը, այնպես էլ լիցքի նշանը:



**Նկ 9.2** BT-ում և VT-ում վերակառուցված դեպքի կոմպյուտերային ներկայացումը

**ZDC-ին** գտնվում է VT-ից 1.5 մ հեռավորության վրա և նախատեսված է միջուկի չփոխազդած ֆրագմենտների էներգիան չափելու համար: Այդ ֆրագմենտները (թեթև միջուկներ և նուկլոններ) գրեթե զրո աստիճանի անկյուն են կազմում փնջի հետագծի նկատմամբ: Ուստի ZDC-ի տարածական չափերն ընտրված են այնպես, որ միայն շատ փոքր  $\vartheta$  անկյուն ունեցող ( $\vartheta < 0.2^\circ$ ) մասնիկները կարող են հարվածել նրան: ZDC-ին պատրաստված է տանտալից, որում զետեղված են չերենկոպյան դետեկտորներ (քվարցե մանրաթելեր): Եթե ընկնող միջուկը չի փոխազդել թիրախի համակարգում և բխվել է ZDC-ին, ապա չերենկոպյան ճառագայթման գումարային ինտենսիվությունը ունենում է առավելագույն արժեք, որը համապատասխանում է

ընկնող միջուկի կինետիկ էներգիային՝  $E_{ZDC}^{\max} = T_0 \approx E_0 \approx 18$  ՏէՎ: Հակառակ դեպքում  $E_{ZDC}$ -ի չափված էներգիան համեմատական է չփոխազդած նուկլոնների (այսպես կոչված սպեկտատորների) թվին՝  $E_{ZDC} = N_{spect} \times 158$  ՉէՎ, մինչդեռ փոխազդած (մասնակից) նուկլոնների թիվը հավասար է՝  $N_{part} = A - N_{spect}$ :  $N_{part}$ -ի համար ստացված արժեքը ծառայում է որպես բախումների կենտրոնականությունը գնահատող մեծություն:  $N_{part} \approx A$  (այսինքն  $N_{spect} \ll A$  կամ  $E_{ZDC} \ll E_0$ ) դեպքը համապատասխանում է խիստ կենտրոնական բախմանը (երբ գրեթե բոլոր նուկլոնները մասնակցում են փոխազդեցությանը), մինչդեռ  $N_{part} \ll A$  (այսինքն  $N_{spect} \approx A$  կամ  $E_{ZDC} \approx E_0$ ) դեպքը համապատասխանում է ծայրամասային փոխազդեցությանը (երբ նուկլոնների միայն շատ փոքր մասն է մասնակցում փոխազդեցությանը):

NA60-ի ամենամեծ դետեկտորը **Սյունային Սպեկտրաչափ** է (տեղակայված ZDC-ից հետո), որը գրանցում է In-In բախումից առաջացած մյուսնային զույգերը: MS-ը կազմված է տորոիդալ մագնիսից, մի քանի համեմատական խցիկներից (MWPC) և սցինտիլյացիոն դետեկտորներից (Trigger Hodoscope), որոնք թույլ են տալիս գրանցել մյուսները, վերականգնել նրանց հետագիծը և չափել իմպուլսը: MS-ի VT-ի միջև տեղակայված է 5 մ երկարությամբ **Հադրոնային Կլանիչը** (Hadron Absorber): Այս կլանիչը պաշտպանում է MS-ը ինչպես հադրոնների հոսքից (հիմնականում պիոններ և կաոններ), որոնք առաջացել են փոխազդեցության գազաթից, այնպես էլ  $\pi^\pm$  և  $K^\pm$  մեզոնների տրոհումից առաջացած ֆոնային մյուսների հոսքից: MS-ից ստացված տվյալները չեն օգտագործվում ներկա աշխատանքում, քանի որ վերջինս նվիրված է լիցքավորված հադրոնների ծնման ուսումնասիրությանը, օգտագործելով VT-ն:

### **In-In փոխազդեցության դեպքերի ընտրության ընդհանուր չափանիշները**

NA60 գիտափորձը ճառագայթված է  $158 \cdot A$  ՉէՎ ինդիումի իոնների փնջով, յուրաքանչյուր 5 վ-ում  $5 \cdot 10^7$  իոն ինտենսիվությամբ: Երկու հարակից իոնների միջև  $\Delta t$  ժամանակային ինտերվալը ենթարկվում է վիճակագրական ֆլուկտուացիաների  $\overline{\Delta t} = 5 \text{վ} / 5 \cdot 10^7 = 100$  նվ միջին արժեքի շուրջ: Մյուս կողմից՝ VT-ից ինֆորմացիան կարդալու համար անհրաժեշտ ժամանակահատվածը կազմում է  $\tau_{vt} = 238$  նվ : Այս ժամանակահատվածում մեկից ավելի իոններ կարող են փոխազդել թիրախի համակարգում, ինչի արդյունքում VT-ի միջոցով վերականգնված իոնների փոխազդեցության պատկերները վերադրվում են: Այս դեպքերը, որոնք կոչվում են "pile-up" ("կուտակված" կամ "ծանրաբեռնված") դեպքեր, պետք է արտաքսվեն: Փոխազդեցության բնութագրերն աղավաղող մյուս աղբյուրն առաջանում է, երբ թիրախում իոնի փոխազդեցությունից հետո նրա սպեկտատորային ֆրագմենտները փոխազդում են հաջորդ մեկ կամ ավելի թիրախների հետ՝ կորցնելով իրանց էներգիայի մի մասը՝ մինչև ZDC-ում գրանցվելը: Սա անհնարին է դարձնում In-In սկզբնական բախմանը մասնակցած նուկլոնների  $N_{part}$  թվի ճգրիտ գնահատումը:

Այս և մի քանի այլ պատճառներով կիրառվում են դեպքերի ընտրության հետևյալ ընդհանուր չափանիշները.

1) Ընկնող միջուկի չփոխազդած նուկլոնների գումարային  $E_{ZDC}$  էներգիան փոքր է քան  $E_{ZDC} < E_0 = 158 \times 115$  ՉէՎ = 18 ՏէՎ: Նշենք որ, կենտրոնական In+In բախումների

համար (որոնք դիտարկված են ստորև) ավելի խիստ պայման է կիրառված՝  $E_{ZDC} < 7$  ՏէՎ, ինչը համապատասխանում է  $N_{part} > 70$ :

2) Մեկից ոչ ավելի իոն է գրանցվում BT-ում՝ ZDC-ի ձևավորած ժամանակային "դարպասի" (10 նվ) ներսում:

3) Մեկից ոչ ավելի իոն է գրանցվում BT-ում՝ VT-ից ինֆորնացիան կարդալու համար անհրաժեշտ ժամանակահատվածում, ինչը կազմում է  $\tau_{VT}=238$  նվ:

4) Մեկ և միայն մեկ փոխազդեցության զագաթ է վերականգնվում 7 թիրախներից որևէ մեկում (VT-ում գրանցված լիցքավորված մասնիկների հետագծերի օգնությամբ): Այդ զագաթի լայնակի կորդինատները համատեղելի են այն կորդինատների հետ, որոնք ստացվում են BT-ով վերականգնված իոնի հետագծի էքստրապոլացումով ընդհուպ մինչև այն թիրախը, որտեղ տեղի է ունեցել փոխազդեցությունը:

### Մասնիկների բազմակիության ֆլուկտուացիաների ուսումնասիրության համար օգտագործվող դեպքերի ընտրությունը

Ինչպես արդեն նշվել է § 6-ում, ՔԳՊ-ի ձևավորման ազդանշաններից մեկը միջուկ-միջուկային կենտրոնական բախումներում (որտեղ փոխազդեցությանը մասնակցում է միջուկի նուկլոնների մեծ մասը և մեծ թվով հադրոններ են առաջանում) ծնված մասնիկների բազմակիության ոչ ստատիստիկական (վիճակագրական) ֆլուկտուացիաների ուժեղացումն է: NA60 գիտափորձում 158A ԳէՎ In-In բախումներում առաջացած լիցքավորված մասնիկների մոտավորապես 1/3-ը գրանցվում են VT-ում, որի ընդհանուր անկյունային բացվածքը (ակսետատանսը) կազմում է  $2^\circ < \vartheta < 5^\circ$ :

Դեպքերի ընտրության առաջին քայլը  $\varphi$  ազիմուտալ անկյան տիրույթի ընտրությունն է, որտեղ  $\varphi = \arctg(p_y / p_x)$ , իսկ  $p_x$  և  $p_y$ -ը մասնիկի իմպուլսի լայնական բաղադրիչներն են: Սպասվում է, որ  $-\pi < \varphi < \pi$  տիրույթում  $\varphi$ -ի բաշխումը պետք է լինի հավասարաչափ, եթե բավականաչափ մեծ թվով դեպքեր են օգտագործված այդ բաշխումը ստանալիս:

Սակայն պրակտիկայում չի բացառվում, որ գիտասարքի կառուցվածքն ինքնին օժտված չէ ազիմուտալ համասեռությամբ, ինչի հետևանքով խախտվում է  $\varphi$ -ի բաշխման համասեռությունը: Մասնավորապես, NA60-ի VT-ը ծածկում է  $-\frac{11}{12}\pi < \varphi < -\frac{1}{12}\pi$  և  $\frac{1}{12}\pi < \varphi < \frac{11}{12}\pi$  տիրույթները: Ընդորում այդ տիրույթներում մասնիկի

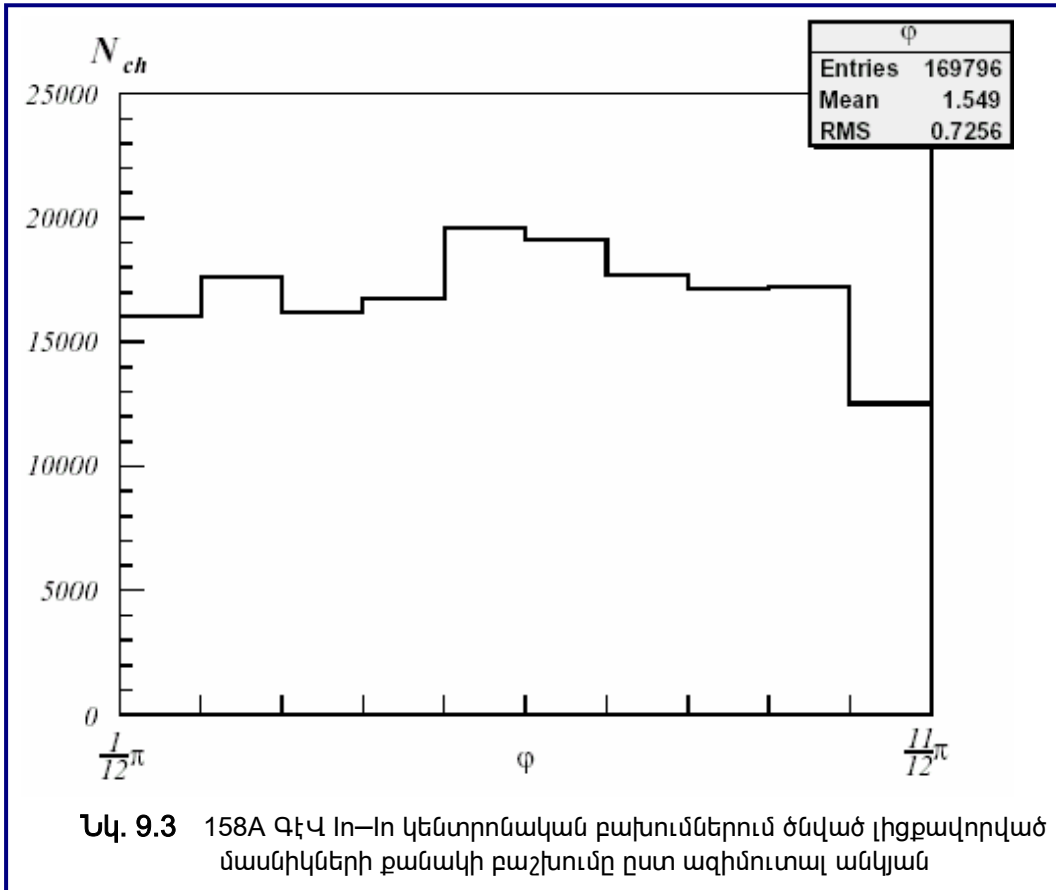
գրանցման երկրաչափական էֆեկտիվությունը ( $\varepsilon$ ) կախված է  $\varphi$ -ից:

Դա կարելի է տեսնել նկար 9.3-ից, որտեղ բերված է լիցքավորված մասնիկների  $N_{ch}$  թվի կախումը ազիմուտալ անկյունից՝  $\frac{1}{12}\pi < \varphi < \frac{11}{12}\pi$  տիրույթում: Ինչպես երևում է,

մասնիկների գրանցման էֆեկտիվությունը հասնում է առավելագույն  $\varepsilon_{max}$  արժեքին  $\frac{5}{12}\pi < \varphi < \frac{6}{12}\pi$  տիրույթում (հիստոգրամի 5-րդ բջիջ), որի համար կարելի է ընդունել

$\varepsilon(\varphi) = \varepsilon_{max} = 1$ , մինչդեռ  $\varepsilon$ -ի նվազագույն արժեքը գրանցվում է  $\frac{10}{12}\pi < \varphi < \frac{11}{12}\pi$  տիրույթում

(հիստոգրամի 10-ի բջիջում)՝  $\varepsilon_{min} = 0.64$ :



**Սկ. 9.3** 158A ՉէՎ In–In կենտրոնական բախումներում ծնված լիցքավորված մասնիկների բանակի բաշխումը ըստ ազիմուտալ անկյան

Սկ. 9.3–ից որոշված  $\varepsilon(\varphi)$ -ի ( $i=1, 2, \dots, 10$ ) արժեքները օգագործվելու են ստորև՝ հաշվի առնելու համար գիտասարքի հարուցած անհամասեռության էֆեկտները: Ղեպքերի ընտրության հաջորդ քայլը կենտրոնական բախումների ընտրությունն է, որոնց համար  $E_{ZDC} < 7$  ՏէՎ. Այդ սահմանափակման դեպքում ընկնող ինդիումի միջուկի փոխազդած նուկլոնների թիվը գերազանցում է  $N_{part} = 70$  արժեքը (այսինքն  $^{115}\text{In}$  միջուկի նուկլոնների 60%–ից ավելին), իսկ բախման պարամետրի միջին արժեքը հավասար է  $\bar{b} = 3\text{fm}$  (բախման պարամետրը փնջի շարժման ուղղությամբ ուղղահայաց հարթության մեջ բախվող միջուկների կենտրոնների միջև եղած հեռավորությունն է): Եվ, վերջապես, ընտրած դեպքերում լիցքավորված մասնիկների թիվը պետք է բավականին մեծ լինի՝ յուրաքանչյուր դեպքի համար ընտրված  $\varphi$  անկյունային տիրույթներում ծնված մասնիկների թվի բաշխման վիճակագրություն ապահովելու համար: Ըստայդմ մենք պահանջելու ենք, որ այդ թիվը բավարարի  $n \geq 25$  պայմանին:

In–In կենտրոնական բախման դեպքերի լրիվ թիվը, որը բավարարում է դեպքերի ընտրության չափանիշներին, հավասար է  $N_{tot} = 3284$ :

**158A ՉէՎ էներգայով In–In կենտրոնական բախումների NA60-ի տվյալները: Բազմակիության ֆլուկտուացիաների որոնումը ազիմուտալ անկյան բաշխումում:**

Այս աշխատանքի նպատակն է ինդիումի միջուկների կենտրոնական բախումներում ծնված լիցքավորված մասնիկների ազիմուտալ անկյան բաշխման մեջ դինամիկական ֆլուկտուացիաների որոնումը, ֆլուկտուացիաները, որոնք ակնկալվում են ՔԳՊ-ի առաջացման դեպքում: Այդ դինամիկական (ոչ ստատիստիկ)

Ֆլուկտուացիաները պետք է գանազանվեն ստատիստիկ ֆլուկտուացիաներից, որոնք բնորոշ են ցանկացած պատահական պրոցեսի:

Ենթադրենք, որ ազիմուտալ անկյան դիտարկվող տիրույթը բաժանված է  $M$  հավասար բջիջների: Հավանականությունը, որ այդ տիրույթում ծնված մասնիկը զբաղեցնում է  $i$ -րդ բջիջը ( $i = 1, \dots, M$ ), հավասար է  $q_i = \varepsilon_i f$ , որտեղ  $f = 1/M$ , իսկ  $\varepsilon_i$ -ն  $i$ -րդ բջիջում մասնիկի գրանցման էֆեկտիվությունն է:

Ենթադրենք դիտարկված  $\varphi$ -տիրույթում միմյանցից անկախ ծնված մասնիկների թիվը  $N_0$  է: Դինամիկական ֆլուկտուացիաների բացակայության դեպքում  $i$ -րդ բջջում  $n_i$  մասնիկ ( $N_0$ -ից) գտնելու  $P(n_i)$  հավանականությունը ենթարկվում է բինոմիալ բաշխման օրենքին

$$P(n_i) = C_{N_0}^{n_i} q_i^{n_i} (1 - q_i)^{N_0 - n_i} \quad (9.1)$$

որտեղ  $C_{N_0}^{n_i}$ -ին  $N_0$ -ից  $n_i$ -ական տարրերի զուգորդությանների քանակն է: Հեշտ է ստուգել, որ  $P(n_i)$  հավանականությունները բավարարում են նորմավորման պայմանին.

$$\sum_{n_i=0}^{N_0} P(n_i) = 1, \quad (9.2)$$

իսկ,  $n_i$ -ի միջին արժեքը հավասար է՝

$$\bar{n}_i = \sum_{n_i=0}^{N_0} n_i P(n_i) = N_0 q_i \quad (9.3)$$

մինչդեռ վերջինիս միջին քառակուսային շեղվածությունը (դիսպերսիան), որը բնութագրում է բաշխման սփռվածությունը, հետևյալն է՝

$$\sigma_i^2 = \sum_{n_i=0}^{N_0} (n_i - \bar{n}_i)^2 P(n_i) = N_0 q_i (1 - q_i) \quad (9.4)$$

Այժմ ենթադրենք, որ գրանցվել է որևէ դեպք, որում գրանցվել է  $N_{obs}$  մասնիկ, որոնց ազիմուտալ անկյունները գտնվում են դիտարկվող  $\varphi$ -տիրույթում և այդ մասնիկների քանակը բաշխված է  $M$  բջիջներով այնպես, որ  $i$ -րդ բջիջում գտնվում է  $n_i$  հատ մասնիկ ( $N_{obs} = \sum_{i=1}^M n_i$ ): Մասնիկների գրանցման էֆեկտիվության

սահմանափակության պատճառով ( $\varepsilon < 1$ )՝ գրանցված մասնիկների քանակը՝  $N_{obs}$ -ն, փոքր է ծնված մասնիկների քանակից՝  $N_0$ -ից: Վերջինիս ամենահավանական արժեքը կարող է որոշվել, ենթադրելով, որ իրականում ծնված  $N_0$  մասնիկները պատահականորեն բաշխված են  $M$  բջիջներով՝ հայտնի  $q_i$  ( $i=1, \dots, M$ ) հավանականություններով:  $N_0$ -ի արժեքը պետք է բավարարի այն պայմանին, որ  $n_i$ -ների դիտարկված արժեքների շեղումը սպասվող միջին արժեքներից՝  $\bar{n}_i$ -ներից, լինի նվազագույնը: Մաթեմատիկական վիճակագրությունում այդ շեղումը բնութագրվում է հետևյալ գումարով՝

$$U = \sum_{i=1}^M \frac{(n_i - \bar{n}_i)^2}{\sigma_i^2} = \sum_{i=1}^M \frac{(n_i - N_0 q_i)^2}{N_0 q_i (1 - q_i)} \quad (9.5)$$

որտեղ  $\bar{n}_i$ -ի և  $\sigma_i^2$ -ի արժեքները վերցված են (9.3) և (9.4) առնչություններից և  $q_i = \varepsilon_i f$ : Կարելի է ցույց տալ, որ  $U$  մեծությունը ընդունում է նվազագույն արժեք  $N_0$ -ի հետևյալ արժեքի դեպքում`

$$N_0^2 = \sum_{i=1}^M \frac{n_i^2}{\varepsilon_i(1-f\varepsilon_i)} \bigg/ \sum_{i=1}^M \frac{f^2 \varepsilon_i}{1-f\varepsilon_i} \quad (9.6)$$

Այստեղ  $\geq$ -ն որոշվում է փորձում դիտարկված  $n_i$  թվերի և  $f$  ու  $\varepsilon_i$  ( $i=1, \dots, M$ ) մեծությունների հայտնի արժեքներով:

Տեղադրելով  $N_0$ -ի արժեքը (9.6)-ից (9.5)-ի մեջ` ստանում ենք  $U$  մեծության նվազագույն արժեքը`  $U_{\min}$ -ը:

Ավելի հարմարավետ է գործ ունենալ  $U_{\min}$ -ի` մեկ բջջին ընկնող արժեքի հետ, այսինքն հետևյալ նորմավորված մեծության հետ`  $U_{norm} = U_{\min} / M$  (նշենք, որ մեր վերլուծությունում բջիջների քանակը հավասար տասի): Կարելի է ցույց տալ, որ դինամիկական ֆլուկտուացիաների բացակայության դեպքում  $U_{norm}$ -ի բաշխման միջին արժեքը` մոտ է 1-ին`  $\bar{U}_{norm} \leq 1$ :

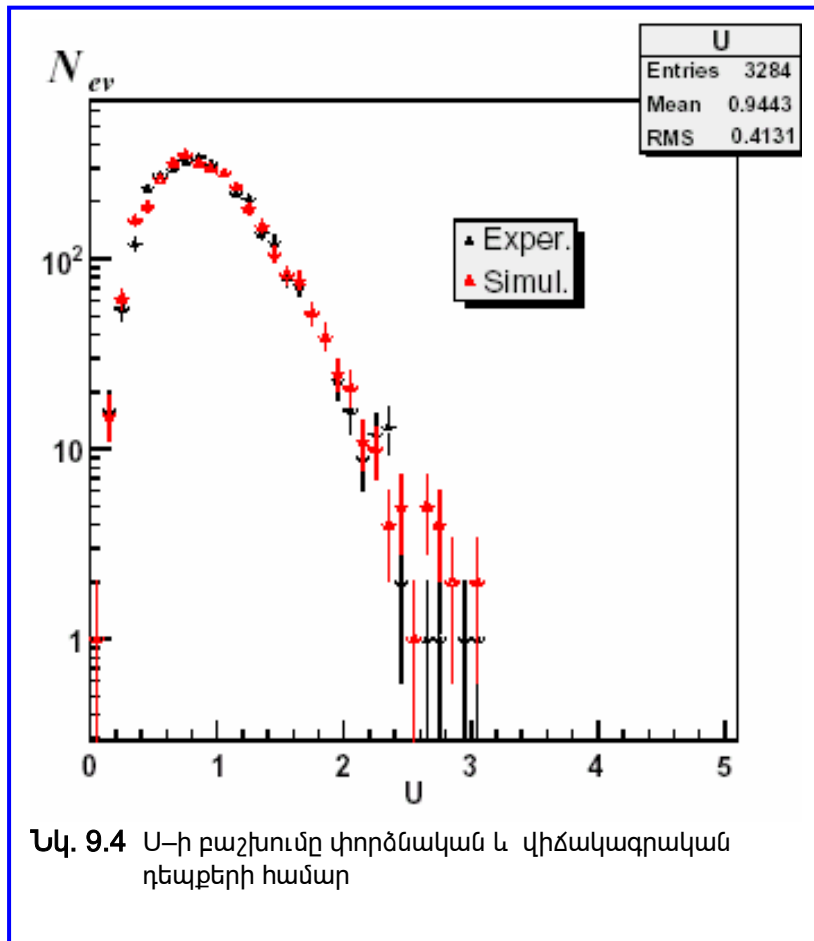
Ինչպես կարելի է տեսնել ստորև,  $U_{norm}$  բաշխումը ունի "գագաթ" (պիկ) փոքր արժեքներում`  $(U_{norm})_{peak} < 1$ , իսկ  $U_{norm} > 1$  դեպքում այն արագորեն նվազում է:

Համեմատած ստատիստիկական ֆլուկտուացիաների հետ` դինամիկական ֆլուկտուացիաները կարող են հանգեցնել  $U_{norm}$ -ի ավելի մեծ արժեքների` հետևյալ պատճառով: Մեծ ֆլուկտուացիաների դեպքում որոշ բջիջների համար  $n_i$  զբաղեցվածությունը բավականին մեծ է, մինչդեռ մյուսների համար` բավականին փոքր, քան համապատասխան միջին արժեքը`  $\bar{n}_i = N_0 q_i$  (9.5):  $n_i$ -ի մեծ շեղվածությունը  $\bar{n}_i$ -ից հանգեցնում է  $\Xi_c^+$ -ի մեծ արժեքների հավանականության մեծացման, օրինակ`  $U_{norm} > 2$  դեպքում (այսինքն բաշխման "պոչի" մասում):

Պարզելու համար, թե արդյոք փորձարարական  $U_{norm}$ -բաշխումը պարունակում է ոչ վիճակագրական ֆլուկտուացիներ, անհրաժեշտ է այն համեմատել այսպես կոչված  $U_{stat}$  "վիճակագրական" բաշխման հետ: Վերջինս կառուցվում է հետևյալ կերպ. խաղարկվում են արհեստական դեպքեր, որոնցում մասնիկները պատահականորեն և իրարից անկախ բաշխված են հավասարաչափ ըստ  $\varphi$  անկյան` հաշվի առնելով նաև էֆեկտիվության կախումը  $\varphi$ -ից: Խաղարկված դեպքերի համար ստացված  $U_{stat}$ -ի արժեքը որոշվում է նույն կերպ, ինչպես դա արվում է  $U_{norm}$ -ի համար: Այնուհետև խաղարկված դեպքերի  $U_{stat}$  բաշխումը համեմատվում է  $U_{norm}$  բաշխման հետ: Ցանկացած վիճակագրորեն ապահովված տարբերություն այդ երկու բաշխումների միջև մեծ  $U$ -երի տիրույթում (օրինակ  $U > 2$  տիրույթում), կարող է վկայել դինամիկական ֆլուկտուացիաների առկայության մասին: In-In կենտրոնական բախումներում գրանցված, ինչպես նաև խաղարկված դեպքերի  $N_{ev}$  թվի բաշխումները ըստ  $U$  փոփոխականի բերված են Նկ. 9.4-ում: Ինչպես կարելի է դատել այդ նկարից,  $U_{norm}$  փորձարարական բաշխման պոչային տիրույթում չի դիտարկվում որևէ ավելցուկ` համեմատած  $U_{stat}$  խաղարկված բաշխման հետ: Նշենք նաև, որ ազի-մուտալ անկյան բաշխման մեջ դինամիկական ֆլուկտուացիաներ չեն դիտարկվում նաև այն դեպքերում, երբ  $\varphi$ -ի տիրույթը տրոհվում է ավելի մեծ թվով բջիջների (մինչև  $M = 15$ ) կամ գրանցված մասնիկների

թվի վրա դրվում է ավելի խիստ սահմանափակում (օրինակ՝  $n_{\text{obs}} \geq 50$ ՝ ի փոխարեն  $n_{\text{obs}} \geq 25$ ):

Մեր աշխատանքի հիմնական եզրակացությունն այն է, որ կենտրոնական In-In բախումներում չեն դիտարկվում զգալի դինամիկական ֆլուկտուացիաներ: Քանի որ



կանխագուշակվում է, որ ԲԳՊ-ի ձևավորման հավանականությունը աճում է մասնակից նուկլոնների  $N_{part}$  թվի աճին զուգընթաց, չի բացառվում, որ դինամիկական ֆլուկտուացիաներ կարող են ի հայտ գալ ավելի մեծ կենտրոնականություն (այսինքն՝ ավելի փոքր բախման պարամետր) ունեցող փոխազդեցություններում, քան դիտարկված է տվյալ աշխատանքում: Սակայն այս տեսակի վերլուծությունը պահանջում է դեպքերի ավելի մեծ վիճակագրություն, քան ներկայումս գոյություն ունի:

Նկ. 9.4 U-ի բաշխումը փորձնական և վիճակագրական դեպքերի համար

## Շնորհակալություններ

Մեր խորին երախտագիտությունն ենք հայտնում

- Հայաստանի e-Գիտության Հիմնադրամի արեգիդենտ, ALICE/YerPhI խմբի ղեկավար պրոֆեսոր Արա Գրիգորյանին, Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտի առաջատար գիտաշխատող, #143 լաբորատորիայի վարիչ դոկտոր Հրանտ Գուլքանյանին, NA60 գիտափորձի անդամ Ռուբեն Շահոյանին, ALICE/YerPhI խմբի անդամ դոկտոր Մարտին Պողոսյանին, Հայաստանի e-Գիտության Հիմնադրամի և ALICE/YerPhI խմբի անդամներ Արսեն Հայրապետյանին և Արտեմ Հարությունյանին՝ ուն քաջալերությունը և օգնությունը զգացել ենք աշխատանքի ողջ ընթացքում,

- Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտի 143 լաբորատորիայի և ALICE/YerPhI NA60/YerPhI խմբերի անձնակազմի անդամներին հոգատար վերաբերմունքի համար,

- Լիսբոնի 'Calouste Gulbenkian' և Ժնևի 'Kidagan' հիմնադրամներին այս աշխատանքին ֆինանսական աջակցության համար:



## ***Գրականություն***

1. ***Particle Data Group*** “Review of Particle Physics” Physics Letters B592 (2004) pp 1-1109
2. ***Введение в Физику Высоких Энергий***, Перкинс Дональд (Москва Энергоатомиздат 1991)
3. ***A Brief History of Time***, Stephen W. Hawking (Bantam Press, 1988).
4. ***From Quarks to the Cosmos: Tools of Discovery***, Leon M. Lederman and David N. Schramm (Scientific American Library, 1989).
5. ***The Particle Odyssey: A Journey to the Heart of Matter***, Frank Close, Michael Marten, Christine Sutton (Oxford University Press, 2002)
6. ***Introduction To Elementary Particles***, David Griffiths (John & Sons, New York 1987)
7. ***The First Three Minutes***, Steven Weinberg (Basic Books, Inc., Publishers, New York 1988)
8. ***Слабое Взаимодействие Элементарных Частиц***, Лев Б. Окунь (Москва Физматгиз 1963)

## ***Օգտագործված կայքեր***

[http://hepweb.rl.ac.uk/ppUKpics/pr\\_powarch.html](http://hepweb.rl.ac.uk/ppUKpics/pr_powarch.html)

<http://www.lbl.gov/abc/>

<http://www.cpepweb.org/>

<http://particleadventure.org/particleadventure/>

<http://na60.cern.ch/>

<http://aliceinfo.cern.ch>

<http://www.wikipedia.org>

<http://physics.nist.gov/cuu/index.html>