

# ԱՍՏՂԵՐԻ ԷՎՈԼՅՈՒՑԻԱՅԻ ԵՎ ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՆՈՒԿԼԵՆՈՍԻՆԹԵԶԻ

## ՄԱՍԻՆ

### ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Էջ

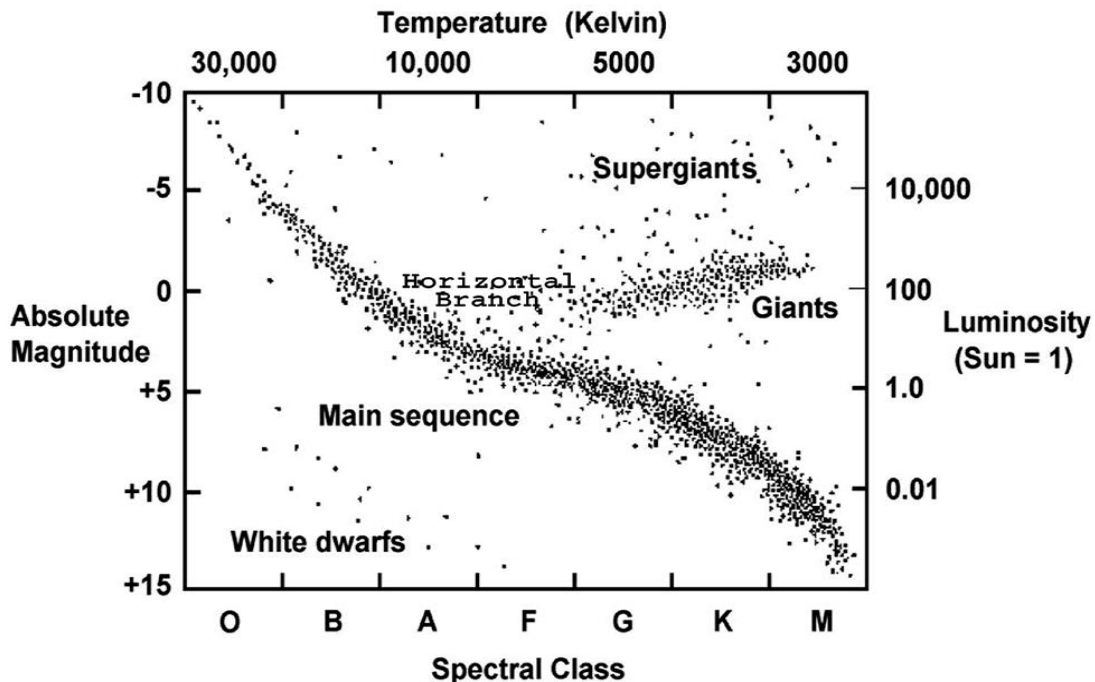
I.	Աստղերի որոշ բնութագրեր .....	2
II.	Աստղերի դասակարգումը և էվոլյուցիայի սխեմատիկ պատկերը....	2
III.	Աստղային նուկլեոսինթեզի հիմնական ռեակցիաները.....	9
	III.1. Ջերմամիջուկային ռեակցիաներ (հելիումից մինչև երկաթի խմբի միջուկների սինթեզը).....	10
	III.2. Երկաթից ծանր միջուկների սինթեզի ռեակցիաներ.....	15
	III.2.1. s-պրոցես.....	15
	III.2.2. i-պրոցես.....	16
	III.2.3. Պայթյունային նուկլեոսինթեզի հիմնական պրոցեսներ.....	16
	III.2.4. p-միջուկների սինթեզի պրոցեսներ.....	22
IV.	Տիեզերական ճառագայթներով հարուցված նուկլեոսինթեզ.....	25
V.	Մեծ պայթյունի նուկլեոսինթեզ.....	26
VI.	Հղումներ.....	28

## I. Աստղերի որոշ բնութագրեր

Աստղի հիմնական բնութագրերից են՝  $M$  զանգվածը,  $R$  շառավիղը, կենտրոնական տիրույթում  $\rho_c$  խտությունը և  $T_c$  ջերմաստիճանը, մակերևույթի  $T_e$  էֆեկտիվ ջերմաստիճանը (կամ սպեկտրալ դասը),  $L$  լուսատվությունը, առանցքի շուրջ պտույտի արագությունը, մագնիսական դաշտի մեծությունը, քիմիական կազմը (մասնավորապես, ածխածնի և ավելի ծանր տարրերի պարունակությունը ջրածնի համեմատությամբ), տարիքը, աստղի միայնակ կան երկաստղանի համակարգի անդամ լինելը, հեռավորությունը Երկրագնդից, վերջինիս նկատմամբ արագությունը և այլն: Ստորև անդրադարձ չի լինելու այդ մեծությունների չափման մեթոդներին: Նշենք միայն, որ դրանցից որոշների միջև գոյություն ունի կապ, օրինակ,  $L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4$ , որտեղ  $\sigma$ -ն Ստեֆան-Բոլցմանի հաստատունն է:

## II. Աստղերի դասակարգումը և էվոլյուցիայի սխեմատիկ պատկերը

Աստղերի դասակարգման հիմնական եղանակը Հերցշպրունգ-Ռեյսելի (**H-R**) դիագրամն է, որով պատկերվում է նրանց դիրքը՝ կախված երկու փոփոխականներից՝  $T_e$ -ից (կամ սպեկտրալ դասից) և  $L$ -ից: Աստղի դիրքը գլխավորապես պայմանավորված է նրա քիմիական կազմով, զանգվածով և էվոլյուցիոն ստատուսով: ( $T_e$ ,  $L$ ) հարթությունում աստղերի բաշխման մեջ դրսևորվում են որոշակի խտացման տիրույթներ (տե՛ս Նկար 1):



**Նկար 1.** **H-R** (Հերցշպրունգ-Ռեյսելի) դիագրամը: Աջ առանցքին բերված է հարաբերական լուսատվությունը (Արեգակի լուսատվության միավորներով): Վերևի առանցքին բերված է  $T_e$ -ն, ներքևի առանցքին՝ սպեկտրալ դասը, որը փոխվում է կարմիր գույնից կամ  $T_e \sim 3000\text{K}$ -ից (դաս M) մինչև կապույտ կամ  $T_e \sim 30000\text{K}$  (դաս O):

Աստղերի էվոլյուցիայի մոտավոր պատկերը նկարագրելու համար կարելի է առանձնացնել կուտակման մի քանի տիրույթներ: Դրանցից ամենաընդգրկունն այսպես կոչված գլխավոր հաջորդականության (Main Sequence, **MS**) տիրույթն է, որը տարածվում է ցածր  $T_e$  և ցածր  $L$  ունեցող տիրույթից (ներքին աջ անկյուն) մինչև բարձր  $T_e$  և բարձր  $L$  ունեցող տիրույթ (վերին ձախ անկյուն): Ամենափոքր սկզբնական զանգվածով աստղերը զբաղեցնում են **H-R** դիագրամի ներքին աջ անկյունը, իսկ ամենամեծ սկզբնական զանգվածով աստղերը՝ վերին ձախ անկյունը: **MS** –ի աստղերի բաղադրությունը շատ մոտ է Մեծ Պայթյունից հետո առաջնային նուկլեոսինթեզում գոյացած տարրերի բաղադրությանը (ըստ ատոմների թվի՝ ~92% H և ~8% He), սակայն նրանցում կարող են պարունակվել տարբեր փոքրաքանակ խառնուրդներ, որոնք էլ հանդիսանում են ( $T_e$ ,  $L$ ) կոռելացիոն գծի շուրջ որոշակի սփռվածության հիմնական պատճառը: Հարկ է նշել, որ H-ի և He-ի հիշատակված համամասնությունը պայմանավորված է նրանով, որ նեյտրոնի և պրոտոնի զանգվածների տարբերության, ինչպես նաև նեյտրոնների տրոհման հետևանքով առաջնային նուկլեոսինթեզի ընթացքում պրոտոնների քանակը ~7 անգամ գերազանցում է նեյտրոնների քանակը (առաջնային նուկլեոսինթեզի մանրամասները տե՛ս Բաժին V): Համարվում է, որ նոր գոյացած աստղը (պրոտոաստղը), որում արդեն սկիզբ է առել ջրածնից հելիումի սինթեզման պրոցեսը, հայտնվում է **MS** տիրույթում այն պահին, երբ նրա ճառագայթման հզորությունը դառնում է համադրելի նրա ներսում տեղի ունեցող ջերմամիջուկային ռեակցիաների հզորությանը (համարվում է, որ այդ պահին աստղի տարիքը *գոյական* է) : Ջերմամիջուկային սինթեզի այս փուլը, որը կարող է շարունակվել մինչև տասը և ավելի միլիարդ տարի (փոքր  $M$ -երի դեպքում) կամ մինչև տասը միլիոն տարի (մեծ  $M$ -երի դեպքում) գրեթե առանց բացառության անցնում են բոլոր աստղերը, այդ պատճառով էլ աստղերի ճնշող մեծամասնությունը (~90%-ը), այդ թվում Արեգակը ( $M = M_{\odot}$ ), ներկայումս գտնվում են այդ փուլում:

Երբ **MS**–ի աստղի կենտրոնում ավարտվում է ջրածնի այրումը, առաջանում է հելիումի «կորիզ», իսկ ջրածնի այրումը շարունակվում է կորիզին հարող շերտում: Կորիզն սկսում է ենթարկվել գրավիտացիոն սեղմման: Համաձայն *վիրիալի թեորեմի*, անջատված գրավիտացիոն էներգիայի կեսը վերածվում է ջերմային էներգիայի (ինչի հետևանքով բարձրանում է  $T_c$  -ն), իսկ մյուս կեսը՝ ճառագայթման էներգիայի (ինչի հետևանքով մեծանում է  $L$  –ը): Տեղի է ունենում արտաքին ջրածնային թաղանթի կտրուկ ընդլայնում և  $T_e$  -ի նվազում, այսինքն՝ աստղը **MS** –ից սկսում է այսպես կոչված հորիզոնական ճյուղով (Horizontal Branch, տե՛ս Նկար 1) տեղափոխվել աջ և վերև՝ դեպի հսկաների (Giants) տիրույթ, որն ավելի հաճախ անվանվում է, ելնելով հսկաների սպեկտրալ բնութագրից, կարմիր հսկաների՝ Red Giants (**RG**) տիրույթ: Հետագա էվոլյուցիայի ընթացքը հիմնականում կանխորոշվում է աստղի զանգվածի մեծությամբ (տե՛ս ստորև): Հետևելով [1] աշխատանքին, դիտարկենք աստղերի կատեգորիաները (Cat.)՝ դասակարգված ըստ նրանց զանգվածների տիրույթի (նշենք, որ տիրույթների ներքոնշյալ սահմաններն այս կամ այն չափով պայմանական են և կարող են ունենալ որոշակի շեղումներ):

**Cat. 1.  $M < 0.08M_{\odot}$ :** Այսպես կոչված *գորշ թզուկներ*, որոնց ընդերքի ցածր ջերմաստիճանի պատճառով բացառվում է ջերմամիջուկային ռեակցիաների հնարավորությունը: Գորշ թզուկները Նկար 1-ում զբաղեցնում են ներքևի աջ անկյան փոքր մասը (**MS** –ի տիրույթից աջ):

**Cat. 2.**  $0.08M_{\odot} < M < (0.4-0.6)M_{\odot}$  : Տեղի է ունենում ջրածնի միջուկներից հելիումի միջուկների սինթեզ, ինչի հետևանքով աստղը **MS** –ից տեղափոխվում է «կարմիր թզուկների» (Red Dwarf, **RD**) տիրույթ, որտեղ որպես հելիումային **RD** կարող է գոյատևել անսահմանափակ տևողությամբ, զբաղեցնելով Նկար 1-ի ներքևի աջ անկյան մի փոքր մասը (գորշ թզուկների տիրույթի վերևում): :

**Cat. 3.**  $(0.4-0.6) M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$  : Այս աստղերի էվոլյուցիայի ընթացքն ավելի բարդ և բազմափուլ է: Ինչպես նշվեց վերևում, առաջին փուլում, երբ աստղի կորիզում ավարտվում է ջրածնի այրումը և սկսվում է հելիումային կորիզի սեղմումը, աստղի արտաքին ջրածնային շերտերն սկսում են ընդլայնվել և սառչել՝ աստղը **MS** –ից հորիզոնական ճյուղով աստիճանաբար տեղափոխվում է աջ-վերև ուղղությամբ դեպի հսկաների տիրույթ: Երկրորդ փուլում, երբ կորիզի սեղմումը հասնում է այն աստիճանի, որ  $T_c$  -ն բարձրանալով գերազանցում է  $1.5 \cdot 10^8$  K արժեքը, սկսվում է հելիումի այրումը (այսինքն՝ ածխածնի, այնուհետև՝ թթվածնի սինթեզը), ինչի հետևանքով ընդհատվում է արտաքին շերտերի ընդլայնումը, աստղն սկսում է տեղաշարժվել հակառակ՝ ձախ-ներքև ուղղությամբ: Երրորդ փուլում, կորիզում հելիումի պաշարների սպառմանը զուգընթաց, տեղի է ունենում ածխածնային-թթվածնային (CO) կորիզի սեղմում և աստղը նույն ճյուղով, գրեթե նույն («ասիմպտոտիկ») հետագծով վերստին տեղափոխվում է աջ-վերև ուղղությամբ՝ հասնելով մինչև ճյուղի վերջը: Ճյուղի այդ հատվածն ստացել է «հսկաների ասիմպտոտիկ ճյուղ»՝ **AGB** (Asymptotic Giant Branch), իսկ էվոլյուցիայի այդ փուլում գտնվող աստղերը՝ **AGB** աստղեր անվանումը: Այդ փուլը կարող է տևել մինչև տասնյակ միլիոնավոր տարիներ: Այդ ընթացքում աստղի CO կորիզը մնում է իներտ՝ շրջապատված հելիումային և ջրածնային բարակ ներքին թաղանթներով, այնուհետև՝ ջրածին-հելիումային շատ ավելի հաստ արտաքին թաղանթով: Ներքին թաղանթներում որոշակի ընդհատումներով և բռնկումներով («ջերմային բաբախումներով») տեղի են ունենում ջերմամիջուկային ռեակցիաներ՝ հելիումային թաղանթում սինթեզվում է ածխածին, ջրածնային թաղանթում՝ հելիում: Այդ փուլն ընդունված է անվանել «Ջերմային բաբախումներով հսկաների ասիմպտոտիկ ճյուղ»՝ «Thermally-Pulsing AGB» (**TP-AGB**): Ջերմային բաբախումների ընթացքում աստղային «քամու» տեսքով կարող է արտանետվել աստղի զանգվածի 50-70%-ը: Կարևոր է նշել, որ համաձայն արդի պատկերացումների, AGB աստղերը նշանակալի ներդրում ունեն երկաթից ծանր տարրերի նուկլեոսինթեզում (ինչին անդրադարձ կլինի ստորև՝ III-2.1 ենթաբաժնում): Որպես օրինակ,  $M = 2M_{\odot}$  մասնավոր դեպքի համար **AGB** –ն պատկերված է Նկար 2-ում: Նշենք, որ էվոլյուցիայի այդ փուլն իրենց կյանքի ավարտին անցնում են բոլոր փոքր և միջին զանգվածի ( $0.6-10M_{\odot}$ ) աստղերը: **AGB** փուլի ավարտին աստղը որպես **RG** այլևս դադարում է գոյություն ունենալ՝ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ազդեցությամբ տեղի է ունենում նրա արտաքին շերտերի արտանետում, և «մերկացած», բարձր  $T_e$  -ով օժտված CO կորիզը հայտնվում է «սպիտակ թզուկների» (White dwarf, **WD**) տիրույթում (տե՛ս Նկար 1-ի ներքևի ձախ անկյունը): Նշենք, որ տիեզերական տարածություն արտանետված ընդարձակվող նյութը շուրջ 20 հազար տարի մնում է տեսանելի՝ «մոլորակաձև միգամածություն» անվանումով: **WD** –ի զանգվածը համադրելի է  $M_{\odot}$  -ին, սակայն շառավիղը  $\sim 100$  անգամով ավելի փոքր է  $R_{\odot}$  -ից, ուստի նրա խտությունը ( $\sim 10^6$  գ/սմ<sup>3</sup>) միլիոնավոր անգամներով գերազանցում է Արեգակինը: Այդպիսի մեծ խտության պայմաններում նյութը գտնվում է պլազմայի վիճակում՝ բաղկացած իոնացված միջուկներից և այլասերված էլեկտրոնային

գազից:

**WD** -ի հետագա ճակատագիրը կանխորոշվում է նրա  $M_{WD}$  զանգվածի արժեքով: Այստեղ կարելի է առանձնացնել զանգվածների երկու տիրույթ: Առաջին դեպքում  $M_{WD}$  –ն չի գերազանցում այսպես կոչված Չանդրասեկիարի  $M_{Ch}$  սահմանային արժեքը (որը, կախված **WD** -ի քիմիական բաղադրությունից, տատանվում է  $1.38M_{\odot} < M_{Ch} < 1.44M_{\odot}$  սահմաններում), և նրանում պարփակված այլասերված էլեկտրոնային գազի ճնշումն ի վիճակի է կանխելու գրավիտացիոն ուժերի ներքո նրա հետագա սեղմումը, ապահովելով նրա «հանդարտ», միայն կուտակված ջերմային էներգիայի առաքումով ուղեկցվող երկարատև գոյությունը: Այդ ստացիոնար, իներտ վիճակն ստացել է ածխածնային-թթվածնային սպիտակ թզուկ (**CO-WD**) անվանումը: Այն բնորոշվում է բարձր էֆեկտիվ ջերմաստիճանով ( $T_e$  -ն կարող է հասնել մինչև  $7 \cdot 10^4$  K), չափազանց փոքր շառավիղով ( $R \sim 0.01R_{\odot}$ ) և ցածր լուսաստվությամբ: **WD** –ի այդ վիճակը պահպանվում է մինչ այն պահը, քանի դեռ նրա մոտակայքում չի հայտնվել մեկ այլ աստղ և երկաստղային համակարգում չեն սկսվել էվոլյուցիայի պայթյունային փուլերին բնորոշ պրոցեսներ (որոնք քննարկվելու են հետագա շարադրանքում):

Ավելի բարձր զանգվածների ( $M_{WD} > M_{Ch}$ ) դեպքում **WD** աստղի էվոլյուցիան կրում է պայթյունային բնույթ (տե՛ս ստորև):

**Cat. 4.  $8M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$ :** Ինչպես և նախորդ (**Cat. 3**) դեպքում, այս դեպքում ևս աստղը **MS**-ից տեղափոխվում է **RG** տիրույթ, սակայն այդ ընթացքում ջերմամիջուկային ռեակցիաների շղթայում սինթեզվում է նաև նեոն: **RG** աստղի էվոլյուցիան տևում է տասից մինչև հարյուր միլիոն տարի: **AGB** փուլի ավարտին այն վերածվում է թթվածին-նեոնային թզուկի (**NeO-WD**): Ի տարբերություն **CO-WD** –ի, այս դեպքում միշտ  $M_{WD} > M_{Ch}$ , ինչը բացառում է նրա գոյատևումը ստացիոնար վիճակում: Այն կարող է ավարտել իր գոյությունը հետևյալ *երեք սցենարներով* (տե՛ս համապատասխան հղումները [1]-ում): Առաջին երկուսի հիմքում գրավիտացիոն կոլապսն է՝  $M_{WD} > M_{Ch}$  զանգվածով սպիտակ թզուկում այլասերված էլեկտրոնային գազի ճնշումն ի վիճակի չէ հավասարակշռելու գրավիտացիոն ճնշումը, և աստղի կենտրոնական տիրույթում տեղի է ունենում գրավիտացիոն կոլապս: Էներգետիկորեն ավելի ձեռնտու է դառնում աստղի կորիզի «նեյտրոնացումը»՝ էլեկտրոնների զավթման իրար հաջորդող ( $e^{-}, \nu_e$ ) ռեակցիաների շղթայով, ինչն ի վերջո հանգեցնում է նեյտրոնային աստղի (**NS**) առաջացման: *Ըստ առաջին սցենարի*, նեյտրոնացումն ընթանում է ոչ պայթյունային մեխանիզմով՝ նյութի արտանետում տեղի չի ունենում, և **NS** –ը կարող է ձեռք բերել համեմատաբար մեծ զանգված ( $M_{\odot}$ -ից մի քանի անգամ մեծ): *Ըստ երկրորդ սցենարի*, նեյտրոնացումն ուղեկցվում է առանձնահատուկ, իմպլոզիվ պայթյունով (implosion – դեպի ներս ուղղված պայթյուն), ինչի հետևանքով առաջանում է շատ փոքր զանգվածով **NS** ( $M_{NS} < 0.1M_{\odot}$ ), իսկ նյութի հիմնական մասն արտանետվում է: Այս պայթյունն անվանվում է «էլեկտրոնային զավթման գերնոթ»՝ **ECSN** (Electron Capture Supernova):

### Հավելված 1. Նեյտրոնային աստղերի մասին

Մեծ  $M_{NS}$  –երի դեպքում **NS** –ի շառավիղը փոքր է՝  $R_{NS} = (7-10)$  կմ, և  $M_{NS}$  –ի նվազմանը զուգընթաց աճում է՝ հասնելով (100-200) կմ: **NS** –ի ծավալի մեծ մասը զբաղեցնում է նեյտրոնային հեղուկը (պրոտոնների և էլեկտրոնների փոքր խառնուրդով), որը շրջապատված է նեյտրոնների գերավելցուկ ունեցող միջուկների շերտով (նեյտրոնների և էլեկտրոնների փոքր խառնուրդով), որն էլ իր հերթին շրջապատված է արտաքին բարակ թաղանթով ( $0.1R_{NS}$  հաստությամբ), որն իրենից ներկայացնում է  $^{56}\text{Fe}$  միջուկներից և էլեկտրոններից կազմված բյուրեղային ցանց:

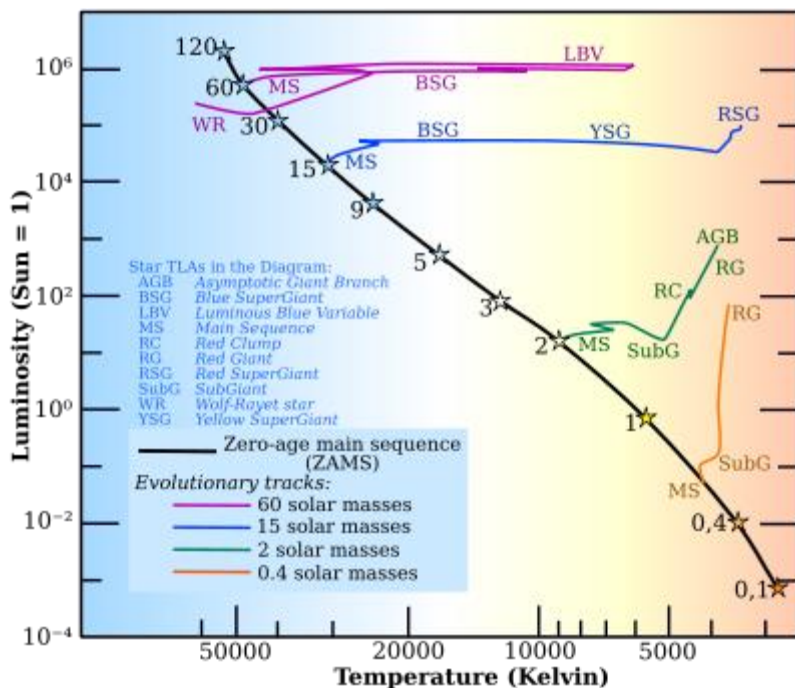
*Ըստ երրորդ սցենարի, NeO-WD-ի առաջացման ընթացքում  $T_C$  –ն բարձրանում է այն աստիճանի, որ նեոնի սինթեզից հետո շարունակվում են իրար հաջորդող ջերմամիջուկային սինթեզի ռեակցիաները (որոնք ուղեկցվում են  $T_C$  –ի աճով)՝ ընդհուպ մինչև  $^{28}\text{Si}$  –ի սինթեզը, երբ ջերմաստիճանը հասնում է  $T_C \sim 5 \cdot 10^9$  K: Այս պահից սկսվում են գերակշռել միջուկների դեզինտեգրացման էնդոթերմիկ ռեակցիաները, որոնք հարուցվում են գերտաք միջավայրում առկա բավականաչափ բարձր էներգիաների  $\gamma$ -քվանտներով (տե՛ս որոշ մանրամասներ Բաժին III.1-ում): Դրան հաջորդում է կորիզի սեղմման և  $T_C$  –ի բարձրացման մի նոր փուլ, և կրկին սկսում է գերակշռել հակառակ՝ ջերմամիջուկային սինթեզի պրոցեսը, որն այս անգամ արդեն հասնում է երկաթի խմբի միջուկներին (Fe, Ni): Անջատված հսկայական էներգիան հանգեցնում է ջերմամիջուկային պայթյունի, և աստղի նյութն ամբողջությամբ արտանետվում է տիեզերական տարածություն: Այդ պայթյունը ստացել է Ia տեսակի գերնոր (**SNIa**) անվանումը:*

**Cat. 5.  $M > 10M_{\odot}$ :** Այս դեպքում, համաձայն մոդելային հաշվարկների, միլիոնավոր տարիների ընթացքում կենտրոնական տիրույթում սկսված և դեպի արտաքին շերտեր տարածվող ջերմամիջուկային սինթեզի պրոցեսների հետևանքով աստղը ձեռք է բերում սոխանման կառուցվածք, որի կորիզը բաղկացած է ամբողջովին իոնացված երկաթի պլազմայից: Կորիզը շրջապատված է իրար հաջորդող մի քանի շերտերով: Առաջին շերտը զբաղեցված է գրեթե ամբողջությամբ  $^{28}\text{Si}$  և  $^{32}\text{S}$  միջուկներով, երկրորդը՝  $^{20}\text{Ne}$  և  $^{16}\text{O}$  միջուկներով ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{36}\text{Ar}$  և այլ փոքրաքանակ խառնուրդներով), երրորդը՝ գրեթե ամբողջությամբ  $^4\text{He}$ -ով ( $^{12}\text{C}$  և այլ փոքրաքանակ խառնուրդներով), և արտաքին չորրորդ շերտը՝ գրեթե ամբողջությամբ ջրածնով և հելիումով: Աստղի կորիզում սինթեզի էկզոթերմիկ ռեակցիաների ավարտից հետո կորիզի այլասերված էլեկտրոնային գազն այլևս միայնակ ի վիճակի չէ արգելակելու կորիզի գրավիտացիոն կոլապսը և «նեյտրոնացումը»: Երբ սկիզբ առած կոլապսի ընթացքում կորիզի խտությունը հասնում է միջուկային խտությանը, տեղի է ունենում կոլապսի ընդհատում, կորիզի կտրուկ, հետհարվածային ընդլայնում և բախում շրջապատող շերտերից ակրեցիայի ենթարկվող նյութի հետ, ինչի հետևանքով ձևավորվում է դեպի դուրս ուղղված հարվածային ալիք և հարուցվում է կորիզի իմպլոզիվ (դեպի ներս ուղղված) պայթյուն՝ **NS** –ի կամ կամ սև խոռոչի (Black Hole, **BH**) առաջացումով: Կորիզի «նեյտրոնացման» և գրավիտացիոն կոլապսի շնորհիվ անջատված էներգիան գրեթե ամբողջությամբ փոխանցվում է (անտի)նեյտրինոներին, որոնք հիմնականում առաջանում են նախ՝ արդեն իսկ հիշատակված էլեկտրոնների զավթման ( $e^-, \nu_e$ ) ռեակցիաներում, ապա՝ նեյտրինո-հականեյտրինոյին զույգերի ծնման հետևյալ պրոցեսներում՝ 1)  $e^+e^-$  զույգի աննիհիլացման պրոցեսում, 2) նուկլոն-նուկլոնային բախումներում արգելակման ճառագայթման պրոցեսում և 3) ակրեցիայի ենթարկվող իոնացված նյութում (պլազմայում) վիրտուալ ֆոտոնի (պլազմոնի) կոնվերսիայի պրոցեսում: Չույգերի ծնման նշված, ինչպես նաև մի շարք այլ պրոցեսներում առաջանում են նաև մյուտոնային և տաու-լեպտոնային (անտի)նեյտրինոներ (տե՛ս հղումները [2]-ում): (Անտի)նեյտրինոները կորիզում ենթարկվում են բազմակի ցրումների, դրանով իսկ որոշ չափով արգելակելով կորիզի սեղմումը և կանխորոշելով կոլապսի ընդհատման, հարվածային ալիքի ձևավորման և իմպլոզիվ պայթյունի ընթացքը: Կորիզից դուրս եկած (անտի)նեյտրինոների հոսքը նպաստում է հարվածային ալիքի տարածմանը և աստղի արտաքին շերտերի պայթյունային արտանետմանը տիեզերական տարածություն: Այդ պայթյունը պատկանում է **SNI**

գերնորերի տեսակին և անվանվում է «կորիզի կոլլապսի գերնոր»՝ **CCSN** (Core Collapse Supernova , տե՛ս համապատասխան հղումները [1]-ում):

## Հավելված 2. Աստղերի դասակարգման մասին

Նկար 2-ում ներկայացված է **H-R** դիագրամում աստղերի դասակարգման ավելի մանրակրտիտ պատկերը և նրանց էվոլյուցիոն հետագծերը հետևյալ զրոյական տարիքի զանգվածների դեպքում՝  $M = 0.4M_{\odot}, 2M_{\odot}, 15M_{\odot}$  և  $60M_{\odot}$ : Այդ հետագծերի վրա առանձնացված են էվոլյուցիոն ստատուսը բնութագրող մի քանի տիրույթներ, այդ թվում՝ **SubG** (Ենթահսկա), **RC** (Red Clump – Կարմիր կոճղ կամ կունձղ), **RG** (Կարմիր հսկա), **AGB** (Asymptotic Giant Branch – Հսկաների ասիմպտոտիկ ճյուղ), **RSG** (Կարմիր գերհսկա), **YRG** (Դեղին գերհսկա), **BSG** (Երկնագույն գերհսկա), **LBV** (Luminous Blue Variable – Պայծառ երկնագույն փոփոխական): Եվս մեկ անգամ ընդգծենք, որ աստղի տեղաշարժը էվոլյուցիոն հետագծով ոչ միշտ է միակողմանի: Օրինակ,  $2M_{\odot}$  զանգվածով աստղը Նկար 2-ում պատկերված հետագծով տեղաշարժվում է երեք ենթափուլերով՝ ա) **MS**-ից դեպի աջ-վերև ուղղությամբ, բ) որոշակի վերադարձ դեպի ձախ-ներքև, գ) կրկին տեղաշարժ դեպի աջ-վերև՝ անցնելով նույն, «Հսկաների ասիմպտոտիկ ճյուղով» (**AGB**) և հասնելով մինչև նրա վերջը, որտեղ այլևս դադարում է որպես կարմիր հսկա գոյություն ունենալուց և վերածվում է **WD**-ի (Նկար 2-ում **WD**-ի տիրույթը պատկերված չէ): Նշենք, որ ցածր և միջանկյալ զանգվածով ( $M = 0.6 - 10M_{\odot}$ ) բոլոր աստղերն իրենց կյանքի ավարտին անցնում են այս բոլոր ենթափուլերը, որոնց ընթացքում տեղի են ունենում նաև նուկլեոսինթեզի բազմապիսի պրոցեսներ (տե՛ս Բաժին III):



**Նկար 2.** Որոշակի զանգվածներով աստղերի էվոլյուցիոն հետագծերը **H-R** դիագրամում: **MS** տիրույթում նշված թվերը համապատասխանում են աստղի զանգվածին:

Հաջորդ երեք կատեգորաները (Cat. 6, Cat. 7, Cat. 8) վերաբերում են **երկաստղանի համակարգերին**: Նշենք, որ այդ համակարգերում ընդգրկված է աստղերի ընդհանուր թվի մոտավորապես 2/3 –ը:

**Cat. 6.** Երկաստղանի համակարգը կազմված է **CO-WD** կամ **NeO-WD** սպիտակ թզուկից (որը հանդես է գալիս որպես ռեցեստոր աստղ) և **MS** տիրույթի (կամ արդեն **RG** տիրույթ տեղափոխված) դոնոր աստղից: Վերջինիս ջրածնով և հելիումով հարուստ մակերևույթային շերտերից նյութը ենթարկվում է ակրեցիայի՝ ընկնում է **WD**-ի վրա: Երբ **WD**-ի զանգվածը հասնում է  $M_{\text{Ch}}$  սահմանային արժեքին, նրանում սկիզբ են առնում շղթայական ջերմամիջուկային ռեակցիաներ: Կախված ընկնող նյութի բաղադրությունից և արագությունից, ինչպես նաև **WD**-ի զանգվածից, այդ ռեակցիաները կարող են ընդգրկել կամ նրա մակերևույթային շերտերը (որոնց ընդհանուր զանգվածը կազմում է  $10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}$ ) կամ ամբողջ ծավալը: Առաջին դեպքում ջերմամիջուկային պայթյունի հետևանքով արտանետվում են միայն մակերևույթային շերտերը՝ տեղի է ունենում այսպես կոչված «դասական նոր» (**Classical Nova**) տեսակի պայթյուն, ընդ որում, համաձայն տեսական կանխագուշակումների, պայթյունից  $10^4 - 10^5$  տարի անց աստղը «վերականգվում» է՝ պարաստ հաջորդ «դասական նոր» պայթյունի համար: Երկրորդ դեպքում արտանետվում է աստղի ողջ զանգվածը՝ տեղի է ունենում **SNIa** գերնորի պայթյուն (տե՛ս Cat. 4-ի երրորդ սցենարը): Մեր Գալակտիկայում «դասական նոր» պայթյունների քանակը կազմում է  $(30 \pm 10)$  մեկ տարում, մինչդեռ **SNIa** –ի դեպքում այդ թիվը կազմում է մոտավորապես 3 պայթյուն հազար տարվա ընթացքում:

**Cat. 7.** Որպես ռեցեստոր հանդես է գալիս **NS** –ը, որպես դոնոր՝ **RG**–ն: **RG**–ից ակրեցիայի հետևանքով **NS** –ի մակերևույթին կուտակված և որոշակի խտություն և ջերմաստիճան ձեռք բերած վառելիքում տեղի է ունենում ջերմամիջուկային բռնկում, որը, վառելիքի հաջորդ չափաբաժինների կուտակմանը զուգընթաց, կրում է պարբերական բնույթ և ուղեկցվում է հզոր ռենտգենյան (և, ըստ երևույթին, նեյտրինային) ճառագայթումով: Բռնկման բնութագրերը հիմնականում կախված են աստղերի զանգվածից և այն հանգամանքից, թե ակրեցիայի ենթարկված նյութում ինչպիսին է H, He և C տարրերի համամասնությունը: Սովորաբար տարբերակվում են երկու տեսակի ռենտգենյան ճառագայթման աղբյուրներ՝ ռենտգենյան պուլսարներ և բարստերներ (**X-ray bursters**), որոնց բռնկման պարբերությունները գտնվում են, համապատասխանաբար, մեկից մինչև մի քանի հարյուր վայրկյան և մի քանի ժամից մինչև մի քանի օր տիրույթում: Նեյտրոնային աստղի ուժեղ ձգողականության պատճառով նյութի արտանետում տիեզերական տարածություն տեղի չի ունենում: Կանխատեսվում է, սակայն, որ երկարատև (մինչև 1 մլն տարի) ակրեցիայի դեպքում **NS** –ի վրա կարող է կուտակվել նյութի մեծ զանգված ( $m \sim M_{\odot}$ ), ինչը կարող է հանգեցնել գրավիտացիոն կոլապսի, որն ուղեկցվում է հազվադեպ տեսակի գերնորի պայթյունով և սև խոռոչի (**BH**) առաջացումով:

**Cat. 8.** **NS – NS** կամ **NS – BH** գույգերի ձուլում: Այդ երևույթը վերջին տարիներին դիտարկվել է (ավելի քան տասը տարբեր դեպքերում) LIGO և Virgo գիտասարքերում գրավիտացիոն ալիքների գրանցման շնորհիվ: Ձուլմանը հաջորդող էլեկտրամագնիսական ճառագայթման վերլուծությունը (ինֆրակարմիր, տեսանելի և գամմա տիրույթներում) հնարավորություն է ընձեռում ստանալու կարևոր տեղեկություններ ձուլման ընթացքում տեղի ունեցող պայթյունային նուկլեոսինթեզի վերաբերյալ (տե՛ս Բաժին III):

**Cat. 9.**  $M > 10^4 M_{\odot}$  զանգվածով գերմասսիվ (հիպոթետիկ) աստղեր: Ակնկալվում է, որ դրանք կարող են առաջանալ գալակտիկաների էվոլյուցիայի վաղ փուլերում (երբ աստղերի բաղադրությունը շատ մոտ է Մեծ պայթյունից անմիջապես հետո սինթեզված տարրերի



բաղադրությանը) և ավարտել իրենց էվոլյուցիան գերմասսիվ **BH**-ի առաջացումով: Չի բացառվում նաև նրանց էվոլյուցիայի պայթյունային ավարտը:

Ըստ աստղերի զանգվածների էվոլյուցիոն պատկերն ամփոփելով՝ ընդգծենք, որ տիեզերք արտանետված նյութի քանակությունը խիստ տարբեր է տարբեր տեսակի պայթյունների դեպքում: Օրինակ, **SNIa** գերնորի դեպքում (տե՛ս Cat. 4-ի երրորդ սցենարը և Cat. 6-ի երկրորդ սցենարը) արտանետվում է ամբողջ զանգվածը, «դասական նորի» դեպքում (տե՛ս Cat. 6-ի առաջին սցենարը)՝  $(10^{-5} - 10^{-4})M_{\odot}$  զանգված, իսկ ռենտգենյան պուլսարների կամ բարստերների դեպքում (տե՛ս Cat. 7) նյութի արտանետում տեղի չի ունենում: Արտանետված նյութի քիմիական բաղադրությունը պայմանավորված է տարբեր տեսակի աստղերի (կամ նրանց համակարգերի) էվոլյուցիան ուղեկցող նուկլեոսինթեզի մեխանիզմներով: Աստղի էվոլյուցիոն պատկերի առանձնահատկությունների վրա որոշակի ազդեցություն կարող են թողնել աստղի պտույտը, մագնիսական դաշտը, ինչպես նաև մի շարք այլ հանգամանքներ (տե՛ս, օրինակ, [1]):

### **Հավելված 3. Աստղերի տարիքային դասակարգումը**

Ըստ զանգվածի դասակարգվելուց բացի աստղերը դասակարգվում են նաև ըստ առաջացման ժամանակաշրջանի: Առաջին աստղերը բաղկացած են գործնականում միայն ջրածնից և հելիումից և կոչվում են Population III (**Pop. III**) աստղեր, ավելի ուշ առաջացածները՝ **Pop. II** և ամենաուշ առաջացածները՝ **Pop. I** աստղեր: Որքան ուշ է առաջացել աստղը, այնքան նրա բաղադրության մեջ նկատելի մասնաբաժին ունեն աստղային նուկլեոսինթեզի տարրերը ( $Z \geq 6$ ), որոնք ժառանգվում են ավելի հին աստղերում սինթեզված և էվոլյուցիայի պայթյունային փուլում արտանետված նյութից: Օրինակ, Արեգակի ճառագայթման սպեկտրում հայտնաբերվել են ավելի քան 30000 սպեկտրալ գծեր, որոնք պատկանում են ավելի քան 70 «ներմուծված» քիմիական տարրերի: Նրանց ատոմների ընդհանուր քանակը կազմում է ջրածնի ատոմների քանակի 0.1 %-ը: Փորձարարական դիտարկումները հաստատում են, որ տարբեր աստղերի քիմիական բաղադրությունները տարբերվում են միմյանցից: Ավելի ուշ առաջացած աստղերում, մնացած բոլոր հավասար պայմանների դեպքում, կարող են սինթեզվել ավելի լայն ընդգրկման քիմիական տարրեր՝ ընդհուպ մինչև ակտինիդները:

## **III. Աստղային նուկլեոսինթեզի հիմնական ռեակցիաները**

Աստղային նուկլեոսինթեզի ռեակցիաները լուսաբանելիս անհրաժեշտ է անդրադառնալ հետևյալ առանցքային հարցերին՝ ի՞նչ տեսակի աստղերում, աստղի ո՞ր տիրույթում, էվոլյուցիայի ո՞ր փուլում և ի՞նչ հանգամանքներում են ընթանում այդ ռեակցիաները, ի՞նչ պրոցեսներում են առաջանում այդ ռեակցիաների մուտքային մասնիկները: Այս հարցերի պատասխանները հիմնված են մասամբ բազմաբնույթ փորձարարական դիտարկումների, մասամբ էլ՝ տեսական պատկերացումների և մոդելային հաշվարկների վրա:

### III-1. Ջերմամիջուկային ռեակցիաներ (հելիումից մինչև երկաթի խմբի միջուկների սինթեզը)

Որոշակի նվազագույնից ավելի մեծ զանգվածով ( $M > 0.08M_{\odot}$ ) պրոտոաստղերում ջերմամիջուկային սինթեզի պրոցեսն սկիզբ է առնում այն պահին, երբ ձգողական ուժերի ազդեցության ներքո պրոտոաստղը սեղմվում է և գրավիտացիոն էներգիան փոխակերպվում է ջերմայինի: Այն պահին, երբ պրոտոաստղի կենտրոնական տիրույթում («կորիզում») ջերմաստիճանը հասնում է  $T_c \sim (1-1.5) \cdot 10^7$  K, հնարավոր են դառնում ջրածնից հելիումի սինթեզման (ջրածնի այրման) ռեակցիաները և աստղը հայտնվում է **MS** տիրույթում: Հելիումի միջուկի ( $\alpha$ -մասնիկի) սինթեզման համար ծախսվում են չորս պրոտոններ: Դա կարող է տեղի ունենալ երկու հնարավոր ցիկլերի միջոցով՝ ա) ջրածնային ցիկլով և բ) CNO (ածխածնային-ազոտային-թթվածնային) ցիկլով՝ եթե պրոտոաստղը պարունակում է ավելի հին աստղերում սինթեզված և տիեզերական տարածությունն արտանետված ածխածնի խառնուրդ:

Ջրածնային ցիկլը երկփուլ է՝  $p(p, e^+ + \nu_e)d(\gamma)\alpha$ : Առաջին փուլում երկու պրոտոններից սինթեզվում է դեյտրոն. երկրորդ փուլում երկու դեյտրոններից սինթեզվում է հելիում ( $\alpha$ -մասնիկ): Առաջին փուլի  $p+p \rightarrow d+e^++\nu_e$  ռեակցիան պայմանավորված է թույլ փոխազդեցություններով և բնութագրվում է շատ փոքր կտրվածքով ( $\sim 10^{-47}$  սմ<sup>2</sup>), ուստի ջրածնի այրումը, օրինակ  $M \sim M_{\odot}$  աստղերի համար, կարող է տևել  $\sim 10^{10}$  տարի:

CNO ցիկլը կազմված է իրար միահյուսվող չորս ենթացիկլերից: Առաջնային ենթացիկլը վեցփուլային է: Այն սկիզբ է առնում և ավարտվում է  $^{12}\text{C}$  իզոտոպով՝



Այս ենթացիկլում ջրածնի այրման հետևանքով  $\alpha$ -մասնիկից բացի առաջանում են նաև  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$  կայուն իզոտոպները: Մնացած երեք ենթացիկլերը սկիզբ են առնում և ավարտվում են, համապատասխանաբար, հետևյալ միջուկներով՝  $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ : Դրանց ընթացքում  $\alpha$ -մասնիկից բացի առաջանում են նաև  $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$  կայուն իզոտոպները:  $\alpha$ -մասնիկի սինթեզման ցիկլերում անջատված էներգիայի (26.73 ՄեՎ) (2-7)%-ը փոխանցվում է նեյտրինոներին, իսկ (93-98)%-ը ջերմամիջուկային շնորհիվ թափանցում է դեպի արտաքին շերտեր և ապահովում է աստղի լուսարձակումը: Ջրածնի այրումը հնարավոր է նաև երկու լրացուցիչ՝ Ne-Na և Mg-Al ցիկլերում:

Ջրածնի այրման ողջ ընթացքում աստղը գրեթե անփոփոխ դիրքով մնում է **MS** –ի տիրույթում ընդհուպ մինչև այն պահը, երբ նրա կորիզը վերածվում է հելիումային կորիզի (հնարավոր փոքր խառնուրդներով): Ջրածնի այրումը շարունակվում է կորիզին հարող նեղ շերտում, էներգիայի անջատումը հասնում է նվազագույնի, հելիումային կորիզն սկսում է սեղմվել, իսկ ջրածնային թաղանթը՝ ընդարձակվել: Սեղմված կորիզի  $T_c$  ջերմաստիճանը բարձրանում է, իսկ ընդարձակվող արտաքին շերտերում էֆեկտիվ  $T_e$  ջերմաստիճանը՝ նվազում: Դրա հետևանքով աստղը, թողնելով **MS** տիրույթը, սկսում է տեղաշարժվել հորիզոնական ճյուղով դեպի **RG** տիրույթ (տե՛ս Նկարներ 1, 2): Այդ ընթացքում շարունակվում է կորիզի սեղմումը և  $T_c$ –ի բարձրացումը: Երբ  $T_c$ –ն գերազանցում է հելիումի երկու միջուկների միաձուլման կուլոնյան բարիերի հաղթահարման համար անհրաժեշտ  $1.5 \cdot 10^8$  K արժեքը, տեղի է ունենում անկայուն, մետաստաբիլ  $^8\text{Be}$  միջուկի սինթեզը՝  $^4\text{He}(\alpha, \gamma)^8\text{Be}$

ռեակցիայում: Այդ մետաստաբիլ միջուկը շատ կարճ կիսատրոհման պարբերությամբ ( $T_{1/2} = 8.2 \cdot 10^{-8}$  վրկ) տրոհվում է՝  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ , ուստի սինթեզի շղթայի հաջորդ՝ ածխածնի սինթեզի  ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}^*$  փուլը կարող է իրականանալ (և իրականանում է) շնորհիվ այդ ռեակցիայի բացառիկ մեծ, ռեզոնանսային կտրվածքի, ինչն, իր հերթին, պայմանավորված է  ${}^{12}\text{C}$  միջուկի կառուցվածքային առանձնահատկությամբ, այն է՝ գրգռված  ${}^{12}\text{C}^*$  վիճակի (այսպես կոչված Հոյլի վիճակի) առկայությամբ մոտավորապես 7.7 ՄԷվ գրգռման էներգիայի տիրույթում, ինչպես նաև այն բանով, որ այդ վիճակից տրոհման հիմնական  ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$  կանալի հետ մեկտեղ որոշակի (թեպետև անհամեմատ ավելի փոքր) հավանականությամբ իրականանում է անցում ածխածնի միջուկի հիմնական վիճակին՝  ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$  տրոհման կանալով: Նշենք, որ լիթումի, բերիլիումի և բորի կայուն իզոտոպների մասնակցությամբ սինթեզի ռեակցիաներն անհամեմատ ավելի քիչ ներդրում ունեն  ${}^{12}\text{C}$ -ի սինթեզի պրոցեսում՝ այդ իզոտոպների չափազանց փոքր քանակությունների պատճառով:

Այժմ դիտարկենք ջերմամիջուկային նուկլեոսինթեզի պրոցեսները տարբեր կատեգորիաների աստղերում:

**Cat. 2** աստղերի համար ( $M < (0.4-0.6)M_{\odot}$ )  $T_C$  -ն վերոնշյալ  $1.5 \cdot 10^8$  K արժեքից շատ ավելի փոքր է, ուստի նրանցում ածխածնի սինթեզ տեղի չի ունենում և էվոլյուցիան ավարտվում է հելիումային **RD**-ի առաջացումով:

**Cat. 3** աստղերի համար ( $(0.4-0.6)M_{\odot} < M < 8M_{\odot}$ )  $T_C$  -ն գերազանցում է նշված արժեքը, ինչի շնորհիվ աստղի կենտրոնական տիրույթում ընթանում են  ${}^{12}\text{C}$ -ի սինթեզման ռեակցիան և դրան հաջորդող  ${}^{16}\text{O}$ -ի սինթեզման  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$  ռեակցիան: Ձևավորվում է աստղի ածխածնային-թթվածնային կորիզը, որին հարող հելիումային և ջրածնային թաղանթներում բռնկումներով և ընդհատումներով տեղի են ունենում ջերմամիջուկային ռեակցիաներ (տե՛ս Բաժին II): Եթե աստղը չի պատկանում Pop. III դասին (այսինքն՝ նրանում պարունակվում են համապատասխան խառնուրդներ), ապա ջերմամիջուկային նուկլեոսինթեզը կարող է շարունակվել մինչև երկաթի խմբի միջուկների տիրույթը և նույնիսկ հասնել ավելի ծանր միջուկների՝ սակայն արդեն ոչ թե ջերմամիջուկային, այլ հիմնականում նեյտրոնների կլանման ռեակցիաների շնորհիվ (տե՛ս Ենթաբաժին III.2.1):

**Cat. 4** աստղերի ( $8M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$ ) կենտրոնական տիրույթում գրավիտացիոն կոլապսի և բարձր  $T_C$ -ի շնորհիվ հնարավոր է դառնում ջերմամիջուկային սինթեզի հաջորդ, ավելի բարձր կուլոնյան բարիեր ունեցող  ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$  ռեակցիան: Ձևավորվում է նեոն-թթվածնային **NeO-WD** աստղը, իսկ դրան հաջորդող նուկլեոսինթեզը կարող է ընթանալ տարբեր սցենարներով՝ կախված է  $T_C$  -ից:  $T_C < 10^9$  K դեպքում նուկլեոսինթեզը հետագա ընթացք չի ունենում և էվոլյուցիան ավարտվում է նեյտրոնային աստղի առաջացումով:  $T_C > 10^9$  K դեպքում նուկլեոսինթեզը շարունակվում է՝ տեղի են ունենում ածխածնի այրման մի շարք ռեակցիաներ, մասնավորապես,  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, \alpha){}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, p){}^{23}\text{Na}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, \gamma){}^{24}\text{Mg}$  ռեակցիաները, որոնց շնորհիվ ջերմաստիճանը բարձրանում է մինչև  $T_C \sim 3 \cdot 10^9$  K և սկիզբ են առնում թթվածնի այրման պրոցեսները  ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$  և  ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$  անառաձգական բախումներում: Ածխածնի և թթվածնի միջուկների ներգրավվածությամբ ռեակցիաներում՝ ա) առաջանում են մեծ թվով  $\alpha$ -մասնիկներ, պրոտոններ և  $\gamma$ -քվանտներ (ինչպես նաև որոշ քանակությամբ նեյտրոններ), որոնք այնուհետև երկրորդային փոխազդեցություններում ապահովում են թեթև

միջուկների ( $A \leq 40$ ) սինթեզը, և  $p$ ) տեղի են ունենում սիլիցիումի և ծծմբի սինթեզման  $^{16}\text{O}$  ( $^{16}\text{O}$ ,  $\alpha$ ) $^{28}\text{Si}$ ,  $^{16}\text{O}$  ( $^{16}\text{O}, \gamma$ ) $^{32}\text{S}$  և  $^{16}\text{O}$  ( $^{12}\text{C}, \gamma$ ) $^{28}\text{Si}$  ջերմամիջուկային ռեակցիաները, որոնց շնորհիվ էլ ավելի է բարձրանում  $T_C$  -ն, հասնելով  $T_C \sim 5 \cdot 10^9$  K: Նույնիսկ նման բարձր ջերմաստիճանը բավարար չէ ապահովելու համար սիլիցիումի և ծծմբի ջերմամիջուկային այրման՝ բարձր կուլոնյան բարիերով օժտված  $^{28}\text{Si}$  ( $^{28}\text{Si}, \gamma$ ) $^{56}\text{Ni}$  և  $^{28}\text{Si}$  ( $^{32}\text{S}, \alpha$ ) $^{56}\text{Ni}$  ռեակցիաների ընթացքը: Մյուս կողմից, նշված  $T_C$  -ի դեպքում սկսում են էական դերակատարություն ունենալ բավականաչափ բարձր էներգիայով օժտված  $\gamma$ -քվանտները: Սկիզբ առած ֆոտոմիջուկային էնդոթերմիկ ռեակցիաներում  $^{28}\text{Si}$ -ից և այլ միջուկներից առաքվում են նուկլոններ և  $\alpha$ -մասնիկներ՝ դեզինտեգրացման պրոցեսը հասցնելով մինչև  $^{12}\text{C}$  կամ նույնիսկ մինչև  $^4\text{He}$ : Վերջին փուլում աստղի կորիզը վերստին սկսում է սեղմվել և վերականգնվում է շրթայական ջերմամիջուկանին սինթեզի պրոցեսը, որը,  $T_C$  -ի աճին զուգընթաց այս անգամ արդեն կարողանում է հասնել մինչև երկաթի խմբի միջուկների տիրույթը: Ենթադրվում է, որ այդ պրոցեսը հիմնականում ընթանում է  $\alpha$ -մասնիկների հաջորդական կլանումների շղթայով՝  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} \rightarrow ^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{32}\text{S} \rightarrow ^{36}\text{Ar} \rightarrow ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{48}\text{Cr} \rightarrow ^{52}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$ : Նուկլեոսինթեզի ընթացքում հսկայաքանակ էներգիայի անջատումը հարուցում է ջերմամիջուկային պայթյուն աստղի գրեթե ողջ ծավալում, և աստղի նյութն ամբողջապես արտանետվում է տիեզերական տարածություն (**SN Ia** տեսակի գերնոր): Կարևոր է նշել, որ պայթյունին հաջորդած էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ժամանակային կախվածությունը, համաձայն աստղագիտական չափումների, համապատասխանում է արտանետված նյութում  $^{56}\text{Ni}(\beta)$  $^{56}\text{Co}(\beta)$  $^{56}\text{Fe}$   $\beta$ -տրոհումների կիսատրոհման պարբերությունների (համապատասխանաբար,  $T_{1/2} \approx 6$  օր և  $T_{1/2} \approx 77$  օր):

Cat. 4 աստղերում երկաթից ծանր միջուկների սինթեզի վերաբերյալ տե՛ս Ենթաբաժիններ III.2 և III.3:

**Cat. 5** (կամ **CCSN** տեսակի) աստղերի ( $M > 10M_{\odot}$ ) էվոլյուցիայի հենց առաջին, ոչ պայթյունային փուլում ջերմամիջուկային սինթեզի շղթան հասնում է երկաթի տիրույթ: Մինթեզված միջուկների ճնշող մեծամասնությունը կազմում են այսպես կոչված  $\alpha$ -միջուկները՝  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{52}\text{Fe}$ ,  $^{56}\text{Ni}$ : Վերջին երկու միջուկները (որոնցից  $^{56}\text{Ni}$ -ը  $\beta$ -տրոհումների հետևանքով վերածվում է  $^{56}\text{Fe}$ -ի) կազմում են շերտավորված, սխաձև կառուցվածք ձեռքբերած աստղի երկաթյա կորիզը: Այս փուլին հաջորդում է կորիզի գրավիտացիոն կոլլապսը և նեյտրոնացումը, այնուհետև՝ իմպլոզիվ պայթյունը և հարվածային ալիքի առաջացումը: Կորիզից առաքվող նեյտրինային ինտենսիվ հոսքը նպաստում է հարվածային ալիքի տարածմանը կորիզի արտաքին շերտերից մինչև աստղի մակերևութային տիրույթը: Ինչպես և **SN Ia** տեսակի գերնորերում, անպես էլ այս դեպքում սինթեզվում է մեծ քանակությամբ  $^{56}\text{Ni}$ , ինչը հաստատվում է պայթյունին հաջորդած էլեկտրամագնիսական ճառագայթման ժամանակային կախվածության դիտարկումներով (տե՛ս որոշ մանրամասներ **CCSN** տեսակի աստղերի և նեյտրինոների դերակատարության մասին Բաժին II-ում և Ենթաբաժիններ III.2.3 և III.2.4-ում):

**Cat. 6**: Երկաստղանի համակարգում որպես ռեցեսսիվ հանդես է գալիս **CO-WD** կամ **NeO-WD** սպիտակ թզուկը: Ակրեցիայով հարուցված ջերմամիջուկային ռեակցիաներին հաջորդած պայթյունի դեպքերի ճնշող մեծամասնությունը պատկանում է «դասական նոր» տեսակին: Այս դեպքերում պայթյունային նուկլեոսինթեզը տեղի է ունենում **WD**-ի արտաքին

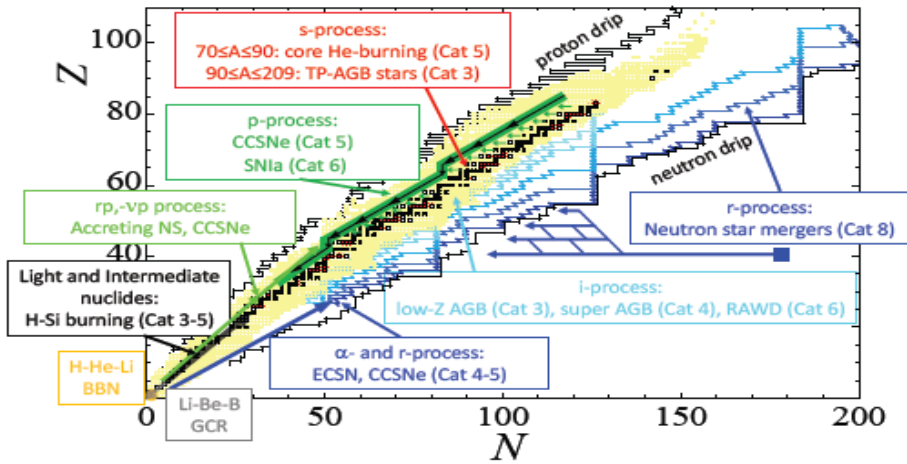
շերտում և ընդգրկում է միայն թեթև տարրերը (մինչև կալցիում,  $A \approx 40$ ): Տիեզերական տարածություն արտենետված նյութի քանակը կազմում է ընդամենը  $(10^{-5} - 10^{-4})M_{\odot}$ :

Շատ ավելի հազվադեպ են **SN Ia** տեսակի պայթյունները, որոնց դեպքում, սակայն, արտանետվում է **WD**-ի ողջ զանգվածը (տե՛ս Բաժին II): Այս դեպքում պայթյունային նուկլեոսինթեզն ընդգրկում է հիմնականում մինչև երկաթի խմբի տարրերը (մինչև  $^{56}\text{Ni}$ ) և որոշ չափով՝ ավելի ծանրերը: Պայթյունների լուսատվությունը հասնում է ահռելի մեծության՝  $L \approx 5 \cdot 10^6 L_{\odot}$ : Կարևոր է նշել, որ  $L$  -ի նշված արժեքը, համաձայն, դիտարկումների, գործնականորեն կախված չէ **WD**-ի և դոնոր աստղի բնութագրերից: Այդ հանգամանքը թույլ է տալիս բավականաչափ ճշգրտությամբ չափելու այդ աստղերի հեռավորությունը Արեգակնային համակարգից և, վերջին հաշվով, որոշելու նրանց շարժման արագության կախվածությունը այդ հեռավորությունից: Վերջին մի քանի տասնամյակներում իրականացված շուրջ 1000 **SN Ia** տեսակի պայթյունների հետազոտման արդյունքում հնարավոր եղավ հայտնաբերել, որ վերջին 5 մլդ տարիների ընթացքում Տիեզերքի ընդլայնման արագությունն անընդհատ աճում է: Այդ փաստը ներկայումս բացատրվում է «մութ էներգիայի» առկայությամբ, որը կազմում է Տիեզերքի ամբողջ էներգիայի 68%-ը (մնացած 27%-ը կազմում է մութ նյութը, իսկ 5%-ը՝ տեսանելի նյութը):

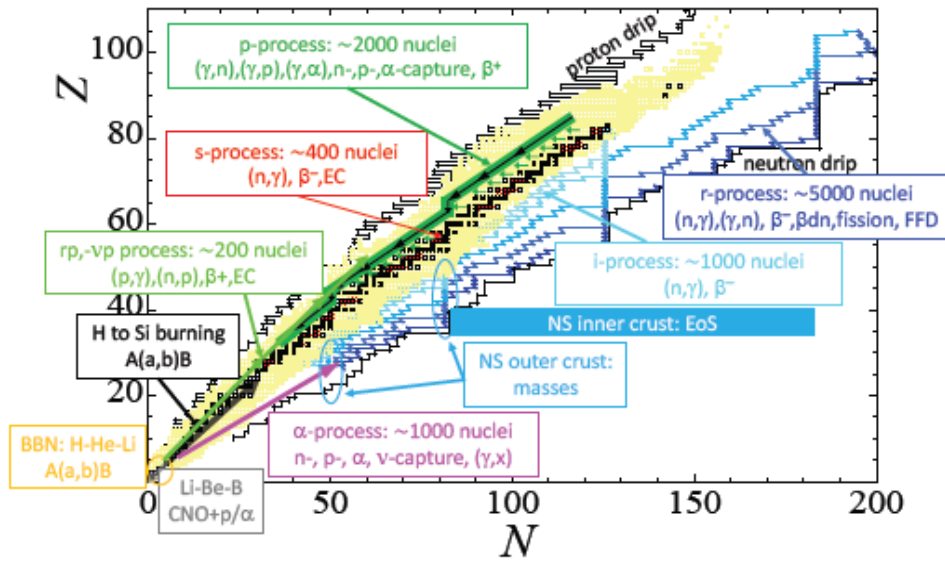
Cat. 6 աստղերում երկաթից ծանր միջուկների սինթեզի վերաբերյալ տե՛ս Ենթաբաժիններ III.2.2 և III.2.4:

### *Միջանկյալ ամփոփում*

Հելիումից ( $Z = 2$ ) մինչև երկաթ ( $Z = 26$ ) տիրույթի քիմիական տարրերի տարածվածության մեջ առանցքային դերակատարություն ունեն ջերմամիջուկային սինթեզի ռեակցիաները: Նշենք, որ երկաթի հիմնական (91.7%-ը կազմող)  $^{56}\text{Fe}$  իզոտոպը չի հանդիսանում ջերմամիջուկային սինթեզի անմիջական արգասիք, այլ առաջանում է անուղղակի կերպով՝ ջերմամիջուկային շղթայական ռեակցիաների հիմնական արգասիքներից մեկի՝  $\beta$ -ռադիոակտիվ  $^{56}\text{Ni}$  իզոտոպի  $\beta$ -տրոհման շնորհիվ՝  $^{56}\text{Ni}(\beta) \rightarrow ^{56}\text{Co}(\beta) \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ : Ջերմամիջուկային սինթեզի ռեակցիաներում անջատվում է հսկայաքանակ էներգիա, ինչը մեծապես կանխորոշում է աստղի էվոլյուցիայի բնույթը: Այդ ռեակցիաները հիմնականում  $\alpha$ -մասնիկների զավթման, ինչպես նաև ածխածնի և ավելի ծանր միջուկների միաձուլման ռեակցիաներ են, որոնք ընթանում են Cat. 3, Cat. 4 և Cat. 5 աստղերում: Սինթեզված միջուկներն առանձնանում են կապի մեծ էներգիայով, բարձր տարածվածությամբ և զբաղեցնում են միջուկների քարտեզի (ըստ պրոտոնների  $Z$  թվի և նեյտրոնների  $N$  թվի) այսպես կոչված «կայունության հովտի» կենտրոնական շերտը, ինչպես դա սխեմատիկորեն պատկերված է Նկար 3-ում, ինչպես նաև Նկար 4-ում՝ սինթեզի ռեակցիաների սիմվոլիկ գրառումով՝  $A(a,b)B$ : Եզրափակելով, ընդգծենք այն կարևոր հանգամանքը, որ ջերմամիջուկային սինթեզի ռեակցիաներում առաջանում են նաև մեծ թվով երկրորդային մասնիկներ, որոնք մասնակցում են ինչպես թեթև միջուկների ( $A \leq 40$ ), այնպես էլ երկաթից ծանր տարրերի (ընդհուպ մինչև ակտինիդներ) աստղային նուկլեոսինթեզի պրոցեսներին:



**Նկար 3.**  $(N, Z)$  հարթությունում սխեմատիկորեն ներկայացված են կայուն միջուկների սինթեզման աստղաֆիզիկական միջավայրերը: Աստղային նուկլեոսինթեզի միջավայրերից (Cat.) բացի, նշված են նաև Մեծ պայթյունի նուկլեոսինթեզի (BBN) և Գալակտիկական տիեզերական ճառագայթման (GCR) ներդրումները: Քառակուսիներով նշված են կայուն և երկարակյաց միջուկները, դեղին գույնով՝ չափված զանգվածներով միջուկները. «proton drip» և «neutron drip» գրառումներով նշված են միջուկների գոյության կանխագուշակվող սահմանային եզրերը: Նկարը վերցված է [1]-ից:



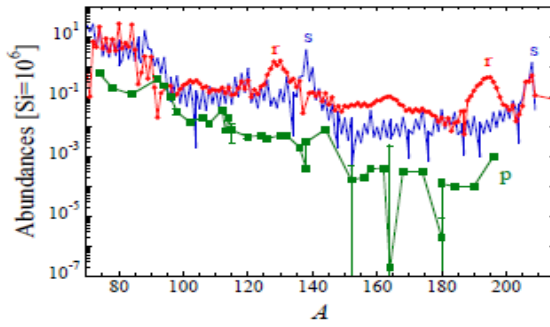
**Նկար 4.**  $(N, Z)$  հարթությունում սխեմատիկորեն ներկայացված են նուկլեոսինթեզի պրոցեսները, ինչպես նաև նեյտրոնային աստղերին (NS) առնչվող տեղեկություններ: Քառակուսիներով նշված են կայուն և երկարակյաց միջուկները, դեղին գույնով՝ չափված զանգվածներով միջուկները. «proton drip» և «neutron drip» գրառումներով նշված են միջուկների գոյության կանխագուշակվող սահմանային եզրերը: Նկարը վերցված է [1]-ից:

## III-2. Երկաթից ծանր միջուկների սինթեզի ռեակցիաներ

Երկաթից և նիկելից ծանր միջուկների առաջացման պրոցեսում միջուկ-միջուկային ձուլման ռեակցիաներն այլևս նկատելի դերակատարություն չեն կարող ունենալ՝ էնդոթերմիկ բնույթի և համեմատաբար բարձր կուլոնյան բարիերի պատճառով: Դրանում առանցքային դերը պատկանում է նեյտրոնների ճառագայթային կլանման ( $n, \gamma$ ) ռեակցիաներին: Կարևոր ներդրում ունեն նաև այլ մասնիկներով՝ պրոտոններով,  $\alpha$ -մասնիկներով,  $\gamma$ -քվանտներով և նեյտրինոներով հարուցված միջուկային ռեակցիաները, ինչպես նաև  $\beta$ -տրոհման և էլեկտրոնների զավթման (electron capture - EC) պրոցեսները, ինչպես դա սխեմատիկորեն պատկերված է Նկարներ 3 և 4-ում (որոնց անդրադարձ կլինի նաև հետագա շարադրանքում) :

### III-2.1. s-պրոցես

Համաձայն արդի պատկերացումների, երկաթից ծանր միջուկների գրեթե կեսը սինթեզվում է **AGB** աստղերում (Cat.3 և Cat.4 աստղեր), որոնք պատկանում են Pop.I կամ Pop.II սերնդին և պարունակում են բավականաչափ քանակի երկաթի «սերմնային» միջուկների խառնուրդ: Մինթեզն իրականացվում է աստղի CO կորիզը շրջապատող հելիումի այրման շերտում: Համեմատաբար փոքր զանգվածով ( $M < 3M_{\odot}$ ) աստղերում նեյտրոնների հիմնական աղբյուրը  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  ռեակցիան է, իսկ ավելի մասսիվ աստղերում՝  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  ռեակցիան, որի մուտքային  $^{22}\text{Ne}$  միջուկն առաջանում է  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$  ռեակցիաների շղթայում: Իր հերթին,  $^{13}\text{C}$  և  $^{14}\text{N}$  միջուկներն առաջանում են CNO-ցիկլում (տ՛ես Բաժին III.1 ) : Այդ ռեակցիաներում առաջացած նեյտրոնների խտությունը շատ փոքր է ( $\rho_n \sim 10^7 \text{ n/սմ}^3$ ), ուստի նրանց կլանման ( $n, \gamma$ ) հաջորդական պրոցեսներն ունեն դանդաղ ընթացք (slow process կամ **s-պրոցես**) և կարող են տեղի ունենալ միայն կայուն միջուկների, ինչպես նաև որոշ չափով՝ շատ երկար կյանքի տևողություն (հարյուր հազարավոր տարիներից ավելի) ունեցող միջուկների վրա: Մինչև ծանր միջուկներ հասնող s-պրոցեսը սկիզբ է առնում  $^{56}\text{Fe}$  սերմնային միջուկից՝  $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}(n, \gamma)^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$  շղթայով: Վերջինս ժամանակավորապես ընդհատվում է  $\beta$ -տրոհումով՝  $^{59}\text{Fe}(\beta)^{59}\text{Co}$ : Այնուհետև շղթան վերսկսվում է  $^{59}\text{Co}$ -ից՝  $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$ , կրկին ընդհատվում է  $\beta$ -տրոհումով՝  $^{60}\text{Co}(\beta)^{60}\text{Ni}$ , ապա կրկին վերսկսվում և բազմիցս ընդհատվելով հասնում է մինչև  $^{209}\text{Bi}$  և  $^{210}\text{Bi}$ , ինչին հաջորդում են  $\beta$ -տրոհման  $^{210}\text{Bi}(\beta)^{210}\text{Po}$  և  $\alpha$ -տրոհման  $^{210}\text{Po}(\alpha)^{206}\text{Pb}$  ռեակցիաները, որոնց հաջորդող ( $n, \gamma$ ) ռեակցիաների արդյունքում առաջանում է  $^{209}\text{Pb}$ , որի  $\beta$ -տրոհումից հետո շղթան կրկին վերադառնում է կանգառի կետին՝ «սահմանային»  $^{209}\text{Bi}$  իզոտոպին: s-պրոցեսում սինթեզված միջուկների (s-միջուկներ) տարածվածության կախումը A-ից պատկերված է Նկար 5-ում: s-պրոցեսի բնորոշ դրսևորումներից է նեյտրոնների  $N=50$  մոգական թվով  $^{90}\text{Zr}$  իզոտոպի,  $N=82$  մոգական թվով  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{139}\text{La}$ ,  $^{142}\text{Nd}$  իզոտոպների և  $N=126$  մոգական թվով  $^{208}\text{Pb}$  իզոտոպի մեծ տարածվածությունը (համեմատած հարևան միջուկների հետ), ինչը բացատրելի է այն փաստով, որ ( $n, \gamma$ ) ռեակցիայի կտրվածքը մոգական  $N$ -ով միջուկների վրա շատ ավելի փոքր է, քան հարևան միջուկների դեպքում: Նկար 5-ից հետևում է նաև, որ s-պրոցեսում սինթեզված միջուկները կազմում են երկաթից մինչև բիսմութ տիրույթի միջուկների մոտավորապես կեսը (մնացած կեսը գրեթե ամբողջությամբ սինթեզվում է այսպես կոչված r-պրոցեսում՝ տե՛ս ենթաբաժին III.2.3): Նրանք ( $N, Z$ ) հարթությունում՝ ընդհուպ մինչև բիսմութ ( $N = 126, Z = 83$ ), զբաղեցնում են կայունության հովտի կենտրոնական շերտը, ինչպես դա արտացոլված է Նկարներ 3 և 4-ում:



**Նկար 5.** Արեգակնային համակարգում ծանր միջուկների տարածվածության դասակարգումն ըստ s-պրոցեսի (հոծ գիծ), r-պրոցեսի (շրջանաձև կետեր) և p-պրոցեսի (քառակուսիներ): Տարածվածությունները բերված են հարաբերական միավորներով՝ սիլիցիումի տարածվածությանը վերագրելով  $10^6$  արժեքը: Նկարը վերցված է [1]-ից:

### III-2.2. i-պրոցես

Նեյտրոնների հիմնական աղբյուր հանդիսացող  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  ռեակցիայի հավանականությունը կարող է էականորեն մեծանալ որոշակի պայմաններում, որոնց շնորհիվ հնարավոր է դառնում **AGB** աստղի ջրածնային շերտից պրոտոնների ինտենսիվ հոսքի ներթափանցումը աստղի կորիզին հարող հելիումային շերտ, ինչի հետևանքով այդ շերտում տեղի է ունենում ջերմաստիճանի կտրուկ բարձրացում: Նմանատիպ պրոցես կարող է տեղի ունենալ նաև Cat. 6 երկաստղանի համակարգում՝ դոնոր աստղից **WD** աստղի վրա ջրածնով հարուստ նյութի ակրեցիայի հետևանքով (տե՛ս հղումները [1]-ում):  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  պրոցեսի ուժեղացման շնորհիվ նեյտրոնների խտությունը կարող է հասնել, ըստ տարբեր գնահատականների,  $\rho_n \sim 10^{10}$   $\text{n}/\text{սմ}^3$  –ից մինչև  $10^{16}$   $\text{n}/\text{սմ}^3$ , ինչը միջանկյալ դիրք է զբաղեցնում (այստեղից էլ՝ intermediate process կամ **i-պրոցես**) s-պրոցեսին բնորոշ խտության ( $\rho_n \sim 10^7$   $\text{n}/\text{սմ}^3$ ) և էվոլյուցիայի պայթյունային փուլի համար կանխագուշակվող  $\rho_n \sim (10^{20} - 10^{23})$   $\text{n}/\text{սմ}^3$  խտության միջև: i-պրոցեսում նեյտրոնների համեմատաբար բարձր խտության շնորհիվ ( $n, \gamma$ ) ռեակցիան կարող է ընթանալ ավելի մեծ թվով համեմատաբար երկարակյաց ռադիոնուկլիդների վրա, քան s-պրոցեսի դեպքում, ուստի հնարավոր է դառնում նեյտրոններով ավելի հարուստ միջուկների սինթեզը: i-պրոցեսում սինթեզված միջուկներն զբաղեցնում են կայունության հովտի կենտրոնական շերտին հարող՝ նեյտրոններով համեմատաբար հարուստ տիրույթը (տե՛ս Նկարներ 3 և 4):

### III.2.3. Պայթյունային նուկլեոսինթեզի հիմնական պրոցեսներ

Ինչպես արդեն նշվեց, աստղերի էվոլյուցիայի համեմատաբար հանդարտ, ոչ պայթյունային փուլերում ծավալվող s- և i-պրոցեսներում երկաթից ծանր տարրերի գրեթե կեսի սինթեզն ապահովվում է կայուն (և որոշ չափով շատ երկարակյաց) միջուկների վրա ընթացող ( $n, \gamma$ ) ռեակցիաներով: Մնացած տարրերի սինթեզի համար անհրաժեշտ է, որ այդ ռեակցիաներն ընթանան նաև կարճակյաց ռադիոնուկլիդների վրա: Բազմաթիվ օրինակներից բերենք երեքը՝  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ : Դրանց առաջացման համար անհրաժեշտ  $^{75}\text{Ge}$ ,



$^{95}\text{Zr}$ ,  $^{99}\text{Mo}$  իզոտոպները կայուն չեն (նրանց կիսատրոհման պարբերությունները հավասար են, համապատասխանաբար,  $T_{1/2} = 83$  րոպե, 64 օր և 66 ժամ), ընդ որում անհրաժեշտ է հավելել, որ s- և i-պրոցեսներում չեն կարող սինթեզվել նաև  $^{76}\text{Ga}$ ,  $^{96}\text{Y}$ ,  $^{100}\text{Nb}$   $\beta$ -ռադիոակտիվ միջուկները, որոնց  $\beta^-$ -տրոհումից կարող էին առաջանալ նշված  $^{75}\text{Ge}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{99}\text{Mo}$  իզոտոպները: Այդ և մոտավորապես այլ 5000 միջուկներ (կայուն և անկայուն) կարող են սինթեզվել միայն նեյտրոնների շատ բարձր խտությունների դեպքում՝  $\rho_n \sim (10^{20} - 10^{23}) \text{ n/սմ}^3$  (կամ մինչև 150 նեյտրոն՝ մեկ սերմնային միջուկի հաշվով): Այդ դեպքում (n, $\gamma$ ) պրոցեսները ռադիոնուկլիդների վրա տեղի են ունենում ավելի արագ, քան վերջիններիս  $\beta$ -տրոհումները՝ այստեղից էլ **r-պրոցես** (rapid process) անվանումը: Շնորհիվ նեյտրոնների բարձր խտության, հանրավոր է դառնում վերոնշյալ  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{100}\text{Mo}$  իզոտոպների սինթեզը, այսինքն՝ (n, $\gamma$ ) ռեակցիան  $^{75}\text{Ge}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{99}\text{Mo}$   $\beta$ -ռադիոակտիվ միջուկների վրա,:

Համաձայն առկա տեսական պատկերացումների, (n, $\gamma$ ) ճառագայթային կլանման r-պրոցեսի համար անհրաժեշտ նեյտրոնների խտություններ կարող են ապահովվել միայն աստղերի էվոլյուցիայի պայթյունային փուլերում, ամենայն հավանականությամբ՝ գրավիտացիոն կոլապսի (Cat.4 և Cat. 5 աստղեր ) և նեյտրոնային աստղերի ձևավորման (Cat. 8 աստղեր) հետևանքով հարուցված պայթյունի ընթացքում: r-պրոցեսում սինթեզված կայուն միջուկների (r-միջուկների) տարածվածության կախումը A-ից պատկերված է Նկար 5-ում: Ավելորդ չէ նշել, որ r-պրոցեսում կարող են սինթեզվել նաև s- և i-պրոցեսներում սինթեզվող որոշ միջուկներ, սակայն վերջիններում r-պրոցեսի ներդրումն անհամեմատ ավելի քիչ է, քանի որ պայթյունային փուլով անցնում է աստղերի չնչին մասը, մինչդեռ, ինչպես արդեն նշվել էր Բաժին II-ում, s- և i-պրոցեսների աստղաֆիզիկական վայր հանդիսացող **AGB** փուլով անցնում է աստղերի ճնշող մեծամասնությունը:

Պայթյունային նուկլեոսինթեզի վերաբերյալ տեսական մոտեցումները դեռևս մշակման ընթացքում են: Ստորև հակիրճ նկարագրված են դրանցից որոշները (տե՛ս ավելի մանրամասն [1,3,4,5]-ում և նրանցում պարունակվող հղումներում): Ընդգծենք, որ r-պրոցեսի տեսական նկարագրման հիմնական դժվարություններից է այն հանգամանքը, որ անկայուն միջուկների ճնշող մեծամասնության համար (n, $\gamma$ ) ռեակցիային կտրվածքը չափված չէ, իսկ կտրվածքի տեսական հաշվարկները պարունակում են էական անորոշություններ:

### **(U) r-պրոցեսը նեյտրինոներով հարուցված քամիներում (Neutrino Driven Winds)**

Ինչպես արդեն նշվեց, բավականաչափ ծանր ( $M > 10M_{\odot}$ ) աստղերի (**CCSN** տեսակի կամ Cat.5 կատեգորիայի աստղեր) երկայթյա կորիզում գրավիտացիոն կոլապսին հաջորդած հարվածային ալիքը կորիզի արտաքին շերտերում հարուցում է ջերմաստիճանի կտրուկ բարձրացում, ինչի շնորհիվ հնարավոր են դառնում երկայթի միջուկների ֆոտոճեղքման պրոցեսները՝ առաջանում են մեծ թվով  $\alpha$ -մասնիկներ և նուկլոններ (հիմնականում նեյտրոններ), որոնք անհրաժեշտ են նուկլեոսինթեզի նոր փուլի ծավալման համար: Հարվածային ալիքի չթուլացող տարածումն ապահովվում է նեյտրինոների ինտենսիվ հոսքով, որը հարուցվում է կորիզի «նեյտրոնացման» և կոլապսի հետևանքով (համաձայն հաշվարկների, մոտավորապես 10 վայրկյանի ընթացքում նեյտրինոների միջոցով առաքվում է  $\sim 10^{53}$  էրգ էներգիա): Աստղային նուկլեոսինթեզի համար կարևոր նշանակություն ունի նաև այն հանգամանքը, որ «նեյտրոնացված» կորիզի (կամ նախանեյտրոնային աստղի) արտաքին շերտից նեյտրինոների շնորհիվ հարվածային ալիքի մեջ է ներքաշվում

մեծաքանակ բարիոնային նյութ, որը նույնպես կարող է իր ներդրումն ունենալ երկաթից ծանր միջուկների սինթեզում: Նեյտրինոների հոսքով պայմանավորված հարվածային ալիքի տարածումն ստացել է «նեյտրինոներով հարուցված քամի» անվանումը: Հարվածային ալիքում նուկլեոսինթեզի տեսական նկարագրության սկզբնական մոտեցումները սահմանափակված էին բացառապես միջուկային ֆիզիկայի շրջանակներով, առանց կոնկրետացնելու նուկլեոսինթեզի աստղաֆիզիկական սցենարները: Դրանց թվին է պատկանում այսպես կոչված «կանոնիկական» r-պրոցեսի մոդելը, որում առանցքային դեր է վերագրվում արդեն իսկ սինթեզված  $^{56}\text{Fe}$  միջուկների առկայությանը: (n,γ) ռեակցիաների շղթան սկիզբ է առնում հենց այդ միջուկից և, մերթ ընդ մերթ ընդմիջվելով կարճակյաց ռադիոնուկլիդների β-տրոհումներով, շարունակվում է դեպի նեյտրոններով հարուստ միջուկների տիրույթը՝ քանի դեռ նեյտրոնների կապի էներգիայի նվազման հետևանքով չեն սկսել էական դերակատարություն ունենալ հակադարձ՝ դեզինտեգրացման (γ,n) ռեակցիաները: Այդ մոդելի շրջանակներում հնարավոր է նկարագրել, օրինակ, Արեգակնային համակարգում դիտարկված r-նուկլիդների տարածվածությունը՝ եթե ենթադրվի, որ հարվածային ալիքում ապահովվում է բարձր ջերմասիճան ( $T > 10^9$  K) և բարձր խտությամբ ( $> 10^{20}$  n/սմ<sup>3</sup>) նեյտրոնների կարճատև (մի քանի վայրկյանից քիչ) հոսք: Մոդելում, սակայն, չի կոնկրետացվում, թե աստղաֆիզիկական ինչ սցենարներով են իրականացվում այդ պայմանները:

Ավելի կատարելագործված «դինամիկական» մոդելներում փորձ է արվում հաշվի առնել այն ազդեցությունը, որ նուկլեոսինթեզի վրա թողնում են արագորեն ընդարձակվող նյութում տեղի ունեցող փոփոխությունները (մասնավորապես՝ ջերմաստիճանի, էնտրոպիայի և նեյտրոնների ավելցուկի փոփոխությունները): Համաձայն մոդելային կանխագուշակումների, ընդարձակվող նյութում  $(7-10) \cdot 10^9$  K ջերմաստիճանների պայմաններում հաստատվում է միջուկային ստատիստիկական հավասարակշռություն՝ α-մասնիկների գերակշռությամբ և ազատ նեյտրոնների որոշակի (ոչ մեծ) ավելցուկով: Այդ պայմաններում ի հայտ է գալիս  $^{12}\text{C}$  միջուկի սինթեզի նոր, համեմատաբար ինտենսիվ կանալ՝  $\alpha\alpha n \rightarrow ^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$  պրոցեսը: Վերջինիս հաջորդում է α-մասնիկների և նուկլոնների կլանման ռեակցիաների հաջորդականությունը, որը երբեմն անվանվում է **α-պրոցես**: Այն ներառում է (α,n), (p,n), (n,γ), ինչպես նաև դրանց հակադարձ ռեակցիաները, և հասնում է մինչև երկաթից ծանր տարրերի տիրույթը: Մոդելում կանխագուշակվող նեյտրոնային հոսքերը, սակայն, բավականաչափ ինտենսիվ չեն ապահովելու համար նուկլեոսինթեզը  $A > 125$  տիրույթում: Այդ իսկ պատճառով սինթեզի այդ պրոցեսն ստացել է **թույլ r-պրոցես** անվանումը: Նեյտրոնների անբավարար հոսքի հիմնական պատճառներից կարող է լինել  $n(v, e^-)p$  ռեակցիայում ծնված պրոտոնների ձուլումը նեյտրոնների հետ՝ α-մասնիկի առաջացումով: Ավելացնենք նաև, որ, համաձայն մոդելային կանխագուշակումների (տե՛ս հղումները [1]-ում), մոտավորապես նույն տիրույթի նուկլիդների սինթեզը կարող է ապահովվել նաև **ECSN** տեսակի (Cat.4) աստղերում:

Cat.4 և Cat.5 աստղերում սինթեզվող՝ նեյտրոններով հարուստ նուկլիդների տիրույթը պատկերված է Նկար 3-ում:

### ***(Բ) r-պրոցեսը նեյտրինոներով հարուցված մագնիսական քամիներում***

Ինչպես արդեն նշվեց նախորդ (Ա) ենթակետում, նեյտրինոներով հարուցված քամիների դինամիկական մոդելի շրջանակներում կանխագուշակվող նեյտրոնային հոսքերը բավականաչափ ինտենսիվ չեն  $A > 125$  տիրույթում միջուկների տարածվածությունը նկարագրելու համար: Վերջին տարիների տեսական ուսումնասիրություններում ցույց է տրվել, որ նախանեյտրոնային աստղի մագնիսական դաշտը (որը պայմանավորված է նրա պտույտով) կարող է հասարակածի շրջանում ձևավորել որոշակի հանգույցներ և փակ զոնաներ, որոնցում հնարավոր է նեյտրոնային հոսքի կտրուկ աճ: Մագնիսահիդրոդինամիկական հաշվարկները ցույց են տալիս, որ բավականաչափ ուժեղ մագնիսական դաշտերի դեպքում ( $10^{14} - 10^{16}$  Գաուս) ապահովվում է նեյտրոնների բավականաչափ ինտենսիվ հոսք, ինչպես նաև բավականաչափ մեծաքանակ ( $10^{-5} - 10^{-1} M_{\odot}$ ) սինթեզված նյութի արտանետում տիեզերական տարածություն, ինչը թույլ է տալիս բավարար կերպով նկարագրելու միջուկների տարածվածության վերաբերյալ առկա տվյալները, այդ թվում՝ r-պրոցեսով պայմանավորված  $A \sim 130$  և  $A \sim 195$  պիկերի տիրույթներում (տ՛ես Նկար 5):

### ***(Գ) r-պրոցեսը O-Ne-Mg կորիզով աստղերում***

Տեսականորեն կանխագուշակվում է, որ միջանկյալ զանգվածների տիրույթում ( $M \sim 10 M_{\odot}$ ) կարող են գոյություն ունենալ O-Ne-Mg կորիզով աստղեր: Դրանք կարող են պատկանել կամ **ECSN** (Cat. 4), կամ **CCSN** (Cat. 5) տեսակին, սակայն օժտված են համեմատաբար ավելի փոքր կորիզով և ավելի թույլ գրավիտացիոն պոտենցիալով: Կորիզի սեղմանը և հետհարվածին հաջորդած պայթյունային փուլը այս աստղերի համար կրում է հիդրոդինամիկական բնույթ՝ ի տարբերություն ավելի ծանր աստղերի համար բնորոշ նեյտրինոներով հարուցված պայթյունի: Պայթյունը, տարածվելով նախանեյտրոնային աստղի արտաքին շերտերով, արտանետում է նեյտրոնացված նյութ, ինչին հաջորդում է r-պրոցեսով պայմանավորված նուկլեոսինթեզը:

### ***(Զ) Նեյտրոնային աստղերի (NS-NS) ձուլմամբ հարուցված r-պրոցեսը***

Համեմատաբար վերջերս իրականացված հիդրոդինամիկական մոդելավորման արդյունքները վկայում են, որ NS-NS ձուլման ընթացքում հարվածային արագացման և մակընթացային ուժերի ազդեցությամբ զգալի քանակության նյութ ( $10^{-3} M_{\odot}$ -ից մինչև ավելի քան  $0.1 M_{\odot}$ ) կարող է ենթարկվել արտանետման և որ այդ նյութում կարող են առկա լինել բարենպաստ պայմաններ ինտենսիվ r-պրոցեսի և ծանր միջուկների սինթեզի համար՝ ընդհուպ մինչև ակտինիդների տիրույթը: Մոդելավորման արդյունքները բավարար կերպով նկարագրում են Արեգակնային համակարգում դիտարկված միջուկների տարածվածությունը, ինչպես նաև ցածր մետաղականության աստղերում դիտարկված տարրերի բաշխումը: Համաձայն հաշվարկների, արտանետված նյութում նեյտրոնների քանակը մի քանի հարյուր անգամ գերազանցում է սերմնային միջուկների քանակը, ինչի հետևանքով r-պրոցեսը (որը երբեմն անվանվում է **ուժեղ r-պրոցես** կամ **զլիսավոր r-պրոցես**) կարող է հասնել նույնիսկ մինչև ճեղքվող միջուկների տիրույթը: Ճեղքման արգասիքները, իրենց հերթին, կարող են, որպես սերմնային միջուկներ, սկզբնավորել r-պրոցեսի նոր շղթաներ, որոնք կրկին հասնում են ճեղքվող միջուկներին, և այսպես շարունակ: Միջուկների սինթեզի և ճեղքման այս

շրթաների վերաբերյալ մոդելային հաշվարկների արդյունքները բավականին անզգայուն են մոդելի սկզբնական պարամետրերի ընտրության նկատմամբ (ներառյալ ձուլվող աստղերի զանգվածների հարաբերությունը, արտանետված նյութի զանգվածը, նյութի վիճակի հավասարման (EoS) պարամետրերը): NS-NS ձուլման մոդելների կանխագուշակած հաճախականությունը (մեր Գալակտիկայում մեկ միլիոն տարվա ընթացքում ~10 NS-NS ձուլում) համապատասխանում է r-միջուկների մեծամասնության դիտարկված տարածվածությանը: Այդ մոդելները, սակայն, հեռու են ավարտուն լինելուց: Մասնավորապես, առկա են էական անորոշություններ՝ կապված (անտի)նեյտրոնների փոխազդեցությունների հետ, որոնք կարող են փոխել նեյտրոնների և պրոտոնների հոսքերի հարաբերակցությունը՝ դրանով իսկ ազդելով նուկլեոսինթեզի ընթացքի վրա: Փորձարարական տվյալների բացակայության պատճառով առկա են նաև անորոշություններ՝ կապված նեյտրոնների մեծ ավելցուկ ունեցող և ճեղքվող միջուկների  $\beta$ -տրոհման,  $\alpha$ -տրոհման և ճեղքման հավանականությունների և ճեղքման ֆրագմենտների բաշխումների հետ: Ավելին, վերջին տարիների ավելի մանրակրկիտ տեսական հաշվարկներում ցույց է տրվել, որ NS-NS ձուլման մոդելների շրջանակներում հնարավոր չէ նկարագրել փորձարարական որոշ դիտարկումներ, օրինակ՝ r-պրոցեսի արգասիք հանդիսացող Eu (եվրոպիում) նուկլիդի տարածվածությունը: NS-NS (Cat. 8 աստղերի) ձուլման արգասիք հանդիսացող միջուկները զբաղեցնում են Նկար 3-ում նշված նեյտրոնների գերավելցուկով տիրույթը:

***(Ե) Նեյտրոնային աստղի և սև խոռոչի (NS-BH) ձուլմամբ հարուցված r-պրոցեսը***

NS-BH ձուլման դեպքում նույնպես կանխագուշակվում է նեյտրոններով գերհարուստ նյութի արտանետում: Արտանետված ընդլայնվող նյութում ուժեղ r-պրոցեսի շնորհիվ նուկլեոսինթեզը կարող է տարածվել ընդհուպ մինչև ակտինիդներ և ճեղքվող միջուկներ:

***(Զ) r-պրոցեսը մագնիսահիդրոդինամիկական շիթերի մոդելում***

Մոդելում կանխագուշակվում է, որ **CCSN** տեսակի աստղերում հնարավոր են շիթանման պայթյուններ, որոնք պայմանավորված են կորիզի արագ պտույտի և ուժեղ մագնիսական դաշտի (մինչև  $\sim 10^{13}$  Գաուս) կոմբինացված ազդեցությամբ: Նախանեյտրոնային աստղից արտանետված նեյտրոններով հարուստ շիթերն անցնում են կորիզին հարող շերտերով, հարուցելով r-պրոցեսի համար անհրաժեշտ բոլոր պայմանները (պրոցեսի արագությունը, նեյտրոնների խտությունը, ջերմաստիճանը, էներգիան, էլեկտրոնների հարաբերական պարունակությունը): Մոդելի շրջանակներում հաջողվում է ընդհանուր առմամբ վերարտադրել Արեգակնային համակարգում դիտարկված միջուկների տարածվածությունը՝ ընդհուպ մինչև r-միջուկների երրորդ պիկը ( $A \sim 195$ , տ՛ես Նկար 5): Աստղագիտական դիտարկումներից հետևում է, որ շիթային պայթյունները բավականին հազվադեպ են և հիմնականում տեղի են ունեցել Գալակտիկայի գոյության վաղ շրջանում: Որպես մոդելի թերություն նշվում է այն հանգամանքը, որ տարածվածության պիկերից աջ և ձախ ընկած հարևան տիրույթների համար մոդելը կանխագուշակում է պահանջվածից ավելի ցածր արժեքներ:

### ***(Է) r-պրոցեսը կոլապսարներում***

Համաձայն վերջին տարիների մի շարք տեսական հետազոտությունների (տ'ես, օրինակ՝ [6,7]), **CCSN** տեսակի մեծ զանգվածով ( $M > 30M_{\odot}$ ), արագ պտտվող և մեծ մագնիսական դաշտով օժտված հազվադեպ աստղերի էվոլյուցիայի պայթյունային փուլում կարող են իրականացվել առանձնահատուկ, առավելագույնս բարենպաստ պայմաններ  $r$ -պրոցեսի ծավալման համար: Այդ աստղերն ստացել են կոլապսար անվանումը: Նրանք զբաղեցնում են **H-R** դիագրամի վերին ձախ անկյան՝ այսպես կոչված Վուլֆ-Ռայեի (**WR**) աստղերի տիրույթը (տ'ես Նկար 2): Ինչպես և **CCSN** տեսակի այլ աստղերի դեպքում, աստղի կորիզում ջերմամիջուկային սինթեզի փուլին հաջորդում է կորիզի գրավիտացիոն կոլապսը (նախանեյտրոնային աստղի, այնուհետև՝ BH-ի առաջացումով) և աստղի արտաքին շերտերի պայթյունային արտանետումը: Կորիզին հարող շերտերը, սակայն, մնում են BH-ի ձգողականության տիրույթում և ձևավորում են BH-ի հասարակածային հարթության շուրջը պտտվող փոքր հաստությամբ և բարձր ջերմաստիճանով սկրեցիոն սկավառակ: Թեպետ սկզբնական աստղը բաղկացած է գրեթե հավասար քանակի պրոտոններից և նեյտրոններից, պրոտոնների կողմից էլեկտրոնների զավթման հետևանքով սկավառակի նյութը ձեռք է բերում նեյտրոնացման բարձր աստիճան և դառնում բարենպաստ միջավայր ուժեղ  $r$ -պրոցեսի ծավալման համար: Սկավառակում սինթեզված  $r$ -միջուկներով հարուստ նյութն ուժեղ մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ բնեռային առանցքի ուղղությամբ արտանետվում է տիեզերական տարածություն: Համաձայն հաշվարկների [6], կոլապսարի արտանետած նյութի քանակությունը  $\sim 30$  անգամ ավելին է, քան NS- NS ձուլման դեպքում, ուստի  $r$ -պրոցեսում կոլապսարների ներդրումը կարող է հասնել  $\sim 80\%$ -ի, չնայած այն բանին, որ նրանք  $\sim 10$  անգամ ավելի հազվադեպ են, քան NS- NS ձուլման դեպքերը: Հաշվարկները նաև ցույց են տալիս [6], որ կոլապսարների ներդրումով կարելի է բացատրել որոշ ծանր միջուկների (մասնավորապես, եվրոպիումի) տարածվածությունը՝ այն, ինչը հնարավոր չէ բացատրել NS-NS ձուլման ներդրմամբ: Տեսականորեն հիմնավորվում է նաև [6,7], որ դիտարկումներից հայտնի այսպես կոչված երկարատև գամմա-բռնկումները (long  $\gamma$ -bursts) նույնպես կարող են պայմանավորված լինել կոլապսարներով:

### ***(Ը) Մութ նյութով հարուցված r-պրոցեսը***

Տիեզերքում մութ նյութի բարձր խտության տիրույթներում հնարավոր է այդ նյութի մեծ քանակի կուտակում NS-ի վրա, ինչը կարող է հարուցել իմպլոզիվ (դեպի ներս ուղղված) պայթյուն և NS-ի փոխակերպում BH-ի: Ըստ տեսական կանխագուշակումների, այդ ընթացքում մակրնթացության ուժերի ազդեցության ներքո տեղի է ունենում նեյտրոններով զերհարուստ նյութի արտանետում, որում ապահովվում են բարենպաստ պայմաններ  $r$ -պրոցեսի ծավալման համար [8]: Նշված մեխանիզմը կարող է որոշակի ներդրում ունենալ  $r$ -միջուկների տարածվածության բաշխման մեջ, սակայն քանակական գնահատականները պարունակում են էական անորոշություններ:

### ***(Թ) lr-պրոցեսը***

Միջուկների տարածվածության վերաբերյալ դիտարկումները ցույց են տալիս, որ որոշ աստղերի դեպքում առկա են շեղումներ ստանդարտ  $r$ -պրոցեսին բնորոշ բաշխումներից: Մասնավորապես, երբեմն դիտարկվում են միայն ցածր՝  $A < 130$  տիրույթի, միջուկներ

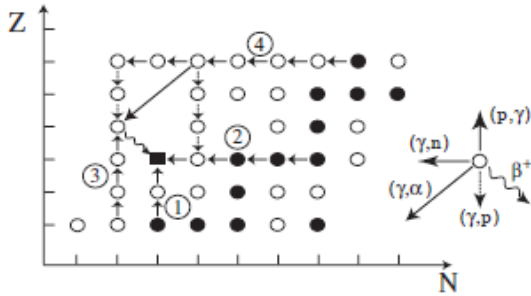
(այստեղից էլ՝ *low-r-process* կամ *lr-process*), այսինքն՝ *r*-պրոցեսի տարածումը դեպի ավելի ծանր միջուկների տիրույթ ընդհատվում է պայթյունային նուկլեոսինթեզի որոշակի փուլում: Ըստ որոշ տեսական վարկածների, դա կարող է տեղի ունենալ մեծ զանգվածով ( $25 \div 30 M_{\odot}$ ) աստղերի կորիզի երկփուլ կոլապսի դեպքում: Առաջին կոլապսի արդյունքում առաջանում է նախանեյտրոնային աստղ և ընթանում են մեծ զանգվածով աստղերին բնորոշ նուկլեոսինթեզի պրոցեսներ: Երկրորդ փուլում նյութի շարունակվող ակրեցիային հաջորդում է ևս մեկ կոլապս՝ նախանեյտրոնային աստղը վերածվում է BH-ի: Դա կարող է հանգեցնել *r*-պրոցեսի ընդհատման՝ այն պատճառով, որ BH-ն կլանում է *r*-պրոցեսի ծավալման միջավայր հանդիսացող նյութը, կամ էլ այն պատճառով, որ էլեկտրոնային հականեյտրինոները (որոնք պրոտոններին փոխակերպում են նեյտրոնների) մնում են BH-ի հորիզոնից ցած: Մինչ այդ ընդհատումը, սակայն, *r*-պրոցեսը կարող է զգալի ներդրում ունենալ  $A=100 \div 120$  և ավելի թեթև միջուկների նուկլեոսինթեզում:

### III.2.4. *p*-միջուկների պայթյունային նուկլեոսինթեզի պրոցեսներ

Թեպետ *s*-, *i*- և *r*-պրոցեսներում սինթեզվում է գոյություն ունեցող կայուն միջուկների ճնշող մեծամասնությունը, միայն այդ պրոցեսներով հնարավոր չէ նկարագրել նեյտրոնների պակասորդ կամ պրոտոնների ավելցուկ ունեցող և, որպես կանոն, շատ ցածր տարածվածությամբ օժտված կայուն միջուկների մի որոշակի խմբի (այսպես կոչված ***p*-միջուկների** կամ ***չրջանցված միջուկների***) պայթյունային նուկլեոսինթեզը: Թվով 35 *p*-միջուկների տարածվածության կախումը *A*-ից պատկերված է Նկար 5-ում: Բոլոր 35 *p*-միջուկների ցանկը՝ սկսած  $^{74}\text{Se}$ -ից (որը կազմում է սելենի կայուն միջուկների 0.89%-ը) մինչև  $^{196}\text{Hg}$  (որը կազմում է սնդիկի կայուն միջուկների 0.15%-ը), ներկայացված է, օրինակ, [9]-ում: Ենթադրվում է, որ *p*-միջուկների սինթեզը տեղի է ունենում արդեն իսկ տվյալ աստղաֆիզիկական միջավայրում գոյություն ունեցող սերմնային *s*- և *r*- միջուկներից սկզբնավորվող մեկ այլ պրոցեսի՝ ***p*-պրոցեսի** շնորհիվ: Այն իրենից ներկայացնում է տարբեր ռեակցիաների հաջորդականություն, որում հիմնական դերակատարությունը պատկանում է կայուն միջուկների վրա ընթացող ( $\gamma, n$ ) ռեակցիաներին: Որոշակի ներդրում ունեն նաև անկայուն միջուկների վրա ընթացող ( $\gamma, p$ ), ( $\gamma, \alpha$ ), ( $p, \gamma$ ) ռեակցիաները, ինչպես նաև  $\beta$ -տրոնհումները: Այդ ռեակցիաների որոշ հաջորդականություններ սխեմատիկորեն պատկերված են Նկար 6-ում: Օրինակ,  $^{74}\text{Se}$  իզոտոպը կարող է իրար հաջորդող ( $\gamma, n$ ) ռեակցիաների շնորհիվ առաջանալ նեյտրոնների ավելի բարձր պարունակություն ունեցող սելենի սերմնային իզոտոպներից: Նույնը կարելի է ասել  $^{196}\text{Hg}$  իզոտոպի վերաբերյալ: *p*-միջուկները նուկլիդների քարտեզում զբաղեցնում են կայունության հովտին հարող՝ պրոտոններով հարուստ նուկլիդների տիրույթը (Նկարներ 3 և 4):  $\gamma$ -քվանտների մասնակցությամբ ընթացող նշված ռեակցիաները երբեմն միավորվում են ***\gamma*-պրոցես** անվան ներքո:

Ինչ վերաբերում է ստորև դիտարկվող *p*-պրոցեսի հնարավոր աստղաֆիզիկական վայրերին և *p*-միջուկների տեսականորեն կանխագուշակվող տարածվածության բաշխմանը, ապա հարկ է ընդգծել, որ գոյություն ունեցող կանխագուշակումները դեռևս կրում են նախնական և որակական բնույթ: Դա պայմանավորված է մի շարք առկա անորոշություններով, մասնավորապես, հետևյալ հարցերում՝ ա) նուկլեոսինթեզի վայրում

սերմնային միջուկների առկայությունը և քանակությունը, բ) աստղային շերտերում նախապայթյունային և պայթյունային փուլերում նյութի տեղափոխման («կոնվեկցիայի») մեխանիզմները, գ) սինթեզված  $p$ -միջուկների դեզինտեգրացման հավանականությունը և այլն: Նկարներ 3 և 4-ում սխեմատիկորեն նշված են  $p$ -միջուկների սինթեզի աստղաֆիզիկական միջավայրերը՝ **CCSN** (Cat. 5), **SN Ia** (Cat. 6), **Accreting NS**, ինչպես նաև համապատասխան պրոցեսները և ռեակցիաները: Սույն ենթակետին վերաբերող հղումները տ'ես [1, 4, 5, 9, 10]-ում և նրանցում պարունակվող հղումներում:



**Նկար 6.** Նույն  $p$ -նուկլիդի առաջացման տարբեր ուղիների սխեմատիկական պատկերը:  $p$ -նուկլիդը նշված է սև քառակուսիով, սերմնային  $s$ - կամ  $r$ - նուկլիդները՝ սև շրջանով, անկայուն նուկլիդները՝ սպիտակ շրջանով: Ուղի 1՝  $(p, \gamma)$  ռեակցիաներ: Ուղի 2՝  $(\gamma, n)$  ռեակցիաներ: Ուղի 3՝  $(p, \gamma)$  ռեակցիաներ, որոնց հաջորդում է  $\beta$ -տրոհումը: Ուղի 4՝  $(\gamma, n)$  ռեակցիաներ, որոնց հաջորդում է  $(\gamma, \alpha)$  ռեակցիան, այնուհետև՝  $\beta$ -տրոհումը: Նկարը վերցված է [10]-ից:

**(Ժ)  $p$ -միջուկների սինթեզը **CCSN** տեսակի աստղերում**

Համաձայն արդի պատկերացումների,  $p$ -միջուկների սինթեզման համար անհրաժեշտ պայմաններ կարող են ստեղծվել մեծ զանգվածով ( $> 10M_{\odot}$ ) **CCSN** տեսակի աստղերի (այսինքն՝ Cat. 5 աստղերի) էվոլյուցիայի նախապայթյունային և պայթյունային փուլերում, երբ աստղի կորիզի գրավիտացիոն կոլապսին հաջորդած հարվածային ալիքի հետևանքով աստղի միջանկյալ NeO շերտի ջերմաստիճանը բարձրանում է՝ հասնելով  $(\gamma, n)$  ռեակցիաների համար անհրաժեշտ արժեքներին՝  $(2.5 \div 3.5) \cdot 10^9$  K համեմատաբար ցածր A-ով  $p$ -միջուկների դեպքում և  $\sim 2.5 \cdot 10^9$  K ավելի բարձր A-ով  $p$ -միջուկների դեպքում: Ինչպես արդեն նշվեց վերևում,  $p$ -միջուկների սինթեզման  $(\gamma, n)$  ռեակցիաներն ընթանում են աստղի էվոլյուցիայի նախորդ (նախապայթյունային) փուլերում սինթեզված կամ ի սկզբանե աստղում պարունակվող սերմնային  $s$ - և  $r$ - նուկլիդների վրա: Հիմնական  $(\gamma, n)$  ռեակցիաների հետ մեկտեղ, որոշակի դերակատարություն ունեն նաև Նկար 6-ում պատկերված ռեակցիաները: Ընդգծենք, որ նշվածից ավելի բարձր ջերմաստիճանների դեպքում սկսում են էական ազդեցություն ունենալ սինթեզված  $p$ -միջուկների դեզինտեգրացման ռեակցիաները՝ օրինակ,  $(\gamma, p)$  ռեակցիան: Գոյություն ունեցող տեսական մոդելների շրջանակներում հնարավոր է որակապես նկարագրել  $p$ -միջուկների մի մասի (մոտավորապես կեսի) տարածվածությունը, սակայն  $A < 124$  և  $150 \leq A \leq 165$  տիրույթներում մոդելային կանխագուշակումները գրեթե մեկ կարգով ավելի ցածր են փորձարարական տվյալներից: Այդ անհամաձայնության հիմնական պատճառը, ըստ երևույթին, մոդելում կանխագուշակվող սերմնային նուկլիդների անբավարար քանակությունն է:

Հարկ է նշել, որ որոշ *p*-միջուկների սինթեզը հնարավոր չէ որևէ կերպ նկարագրել  $\gamma$ -պրոցեսով: Դրանց թվին են պատկանում «անոմալ» ցածր տարածվածություն ունեցող  $^{138}\text{La}$  և  $^{180\text{m}}\text{Ta}$  միջուկները, որոնք ամենայն հավանականությամբ առաջանում են աստղի կորիզի նեյտրոնացման հետևանքով առաքված  $\nu_e$  նեյտրինոների փոխազդեցություններում սերմնային *s*- և *r*- միջուկների հետ՝  $^{138}\text{Ba}(\nu_e, e^-)^{138}\text{La}$  և  $^{180}\text{Hf}(\nu_e, e^-)^{180\text{m}}\text{Ta}$  ռեակցիաներում, որտեղ  $^{138}\text{Ba}$  և  $^{180}\text{Hf}$  սերմնային միջուկներն օժտված են համեմատաբար բարձր տարածվածությամբ: Այդ նեյտրինային ռեակցիաներն ստացել են ***v*-պրոցես** (կամ ***vp*-պրոցես**) անվանումը: *vp*-պրոցեսի հիմնական ռեակցիաները դիտարկված են ստորև՝ (***I***) ենթակետում:

**(I) *p*-միջուկների սինթեզը *SN Ia* տեսակի գերնորերում**

Ինչպես նշվեց նախորդ (***Ճ***) ենթակետում, մասսիվ աստղերում *p*-միջուկների «թերսինթեզման» հիմնական պատճառը կարող է լինել սերմնային նուկլիդների անբավարար քանակությունը: Ենթադրվում է, որ սերմնային նուկլիդների համամատաբար ավելի բարձր քանակություն կարող է ապահովվել երկաստղանի համակարգերի էվոլյուցիայի պայթյունային փուլում՝ դոնոր աստղից սպիտակ թզուկ (***CO-WD***) աստղի վրա բավականաչափ քանակով նյութի ակրեցիային հաջորդող ջերմամիջուկային պայթյունի փուլում (տե՛ս վերևում՝ Cat. 6 կամ ***SN Ia*** տեսակի գերնոր աստղերի մասին): Ինչպես ցույց են տալիս մի շարք տեսական հետազոտություններ, *p*-միջուկների տարածվածության նկարագրման զգալի բարելավման կարելի է հասնել միայն այն պարագայում, եթե տեսական մոդելում պայթյունային փուլի նկարագրման մեջ ներառվեն երկու՝ դեֆլագրացման (բոցավառման) և դեֆլագրացման-դետոնացման տեսակի պայթյուններ, և եթե ենթադրվի, որ նուկլեոսինթեզի միջավայրում ապահովված է սերմնային նուկլիդների բավարար պարունակություն: Այդ դեպքում մոդելը որակապես նկարագրում է *p*-միջուկների տարածվածությունը բացառությամբ հինգ միջուկների՝  $^{113}\text{In}$ ,  $^{115}\text{Sn}$ ,  $^{138}\text{La}$ ,  $^{152}\text{Gd}$ , and  $^{180}\text{Ta}$ :

Մեկ այլ սցենարով ***CO-WD*** աստղի վրա դոնոր աստղից մեծ քանակությամբ հելիումի ակրեցիայի և ջերմաստիճանի բարձրացման հետևանքով նախ առաջանում են նեյտրոնների մեծ հոսքեր (հիմնականում  $^{13}\text{C}$  ( $\alpha, n$ ) $^{16}\text{O}$  ռեակցիայի շնորհիվ), որոնք ապահովում են *r*-պրոցեսի ծավալումը, իսկ երբ ջերմաստիճանը գերազանցում է  $2 \cdot 10^9$  K արժեքը, սինթեզված *r*-միջուկներից սկիզբ է առնում  $\gamma$ -պրոցեսը և ծավալվում է *p*-միջուկների սինթեզի շղթան: Այդ շղթան, սակայն, կարող է ունենալ դանդաղ ընթացող  $\beta^+$ -տրոհումներով պայմանավորված ընդհատումներ («սպասումի կետեր»), որոնց շրջանցումն իրականացվում է շնորհիվ  $\beta^+$ -տրոհմանը «փոխարինող» (*n, p*) ռեակցիայի, որն ստացել է ***pn*-պրոցես** անվանումը:

**(L) *p*-միջուկների սինթեզը նեյտրոնային աստղերի (*NS*) մակերևույթին**

Cat. 7 տեսակի երկաստղանի համակարգում *NS*-ի վրա դոնոր աստղից ջրածնով և հելիումով հարուստ նյութի ակրեցիային հաջորդում է *NS*-ի մակերևույթային շերտի՝ հիմնականում  $^{56}\text{Fe}$  պարունակող նյութում ***rp*-պրոցեսի** ծավալումը, որն իրենից ներկայացնում է պրոտոնի կլանման և  $\beta$ -տրոհումների (կամ էլեկտրոնների զավթման) հաջորդականություն և որի ընթացքում սինթեզվում են պրոտոնների ավելցուկ ունեցող մի շարք միջուկներ, այդ թվում՝ *p*-միջուկների մի մասը: Բարձր կուլոնյան բարիերի պատճառով պրոտոնների կլանման ռեակցիաները կարող են զգալի ներդրում ունենալ միայն



համեմատաբար թեթև միջուկների սինթեզում՝  $^{74}\text{Se}$ -ից մինչև  $^{92,94}\text{Mo}$  և  $^{96,98}\text{Ru}$   $p$ -միջուկները: Դեռևս անորոշ է մնում՝ արդյո՞ք սինթեզված նուկլիդները կարող են արտանետվել միջաստղային տարածություն, թե՞ կապված մնալով գրավիտացիոն դաշտում, սուս փոխում են  $NS$ -ի մակերևույթային շերտի բաղադրությունը:

### ***(Խ) $p$ -միջուկների սինթեզը նեյտրինոներով հարուցված քամիներում և ակրեցիոն սկավառակներում***

$p$ -միջուկների սինթեզի համար նպաստավոր պայմաններ կարող են ստեղծվել նաև **CCSN** տեսակի աստղերի ներքին շերտերից արտանետված մեծ խտությամբ և բարձր ջերմաստիճանով նյութում, որտեղ  $\nu_e$  նեյտրինոների փոխազդեցությունների (նեյտրինոներով հարուցված քամիների) շնորհիվ առաջանում են պրոտոնների ինտենսիվ հոսքեր: Տեղի են ունենում  $np$ -պրոցեսին բնորոշ ռեակցիաներ (տ'ես ( $L$ ) ենթակետը):  $p$ -միջուկների սինթեզի շրջայի «սպասումի կետերը» շրջանցվում են  $pn$ -պրոցեսի շնորհիվ (տ'ես ( $F$ ) ենթակետը), որի համար անհրաժեշտ նեյտրոնների հոսքն ապահովվում է անտինեյտրինոների փոխազդեցությունների շնորհիվ: (Անտի)նեյտրինոներով հարուցված այդ փոխազդեցությունները հանդիսանում են  ***$\nu p$  –պրոցեսի*** հիմնական ռեակցիաները:

$p$ -միջուկների սինթեզի համար մեկ այլ բարենպաստ վայր կարող են լինել կոմպակտ օբյեկտների շուրջ ձևավորված ակրեցիոն սկավառակները: Վերջիններս կարող են ձևավորվել **CCSN** տեսակի աստղերում կամ նեյտրոնային աստղերի ձուլման հետևանքով:

## **IV. Տիեզերական ճառագայթներով հարուցված նուկլեոսինթեզ**

Արեգակնային համակարգում որոշ քիմիական տարրերի դիտարկվող տարածվածությունը հնարավոր չէ բացատրել բարձր ջերմաստիճանային պայմաններում ծավալվող նուկլեոսինթեզի (ջերմային նուկլեոսինթեզի) երկու հիմնական մեխանիզմների՝ առաջնային նուկլեոսինթեզի (տ'ես Բաժին V) և աստղային նուկլեոսինթեզի (տ'ես Բաժին III) միջոցով: Համաձայն գոյություն ունեցող պատկերացումների, այդ տարրերից որոշները գրեթե ամբողջությամբ, որոշներն էլ՝ մասամբ, առաջանում են, որպես երկրորդային արգասիքներ՝ միջաստղային միջավայրում կամ աստղերի մակերևույթային շերտում բավականաչափ բարձր էներգիայով տիեզերական ճառագայթների փոխազդեցությունների շնորհիվ: Տիեզերական ճառագայթների լիցքավորված բաղադրիչի գրեթե 99% կազմում են պրոտոնները և  $\alpha$ -մասնիկները, իսկ 1%-ը՝ ավելի ծանր միջուկները (այդ թվում՝ երկաթի միջուկները): Որոշակի ներդրում այդ փոխազդեցություններում կարող են ունենալ նաև  $\gamma$ -ճառագայթները: Ինչպես հիմնավորված է մի շարք աշխատանքներում (տ'ես հղումները [1]-ում), տիեզերական ճառագայթները որոշակի դերակատարություն ունեն, մասնավորապես՝

ա) հետևյալ թեթևագույն կայուն միջուկների սինթեզում՝  $^6\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$  (գրեթե ամբողջությամբ),  $^{11}\text{B}$  (մեծ մասամբ),  $^7\text{Li}$  (առնվազն մասնակիորեն).

բ) հետևյալ կարճակյաց ռադիոնուկլիդների սինթեզում՝  $^7\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{41}\text{Ca}$ ,  $^{53}\text{Mn}$ ,  $^{92}\text{Nb}$ .

գ) որոշ ծանր  $p$ -նուկլիդների, մասնավորապես՝  $^{180m}\text{Ta}$ -ի սինթեզում:

Նկար 3 սխեմատիկորեն նշված է գալակտիկական տիեզերական ճառագայթների (GCR) փոխազդեցություններում առաջացած թեթևագույն միջուկների տիրույթը՝ Li-Be-B, իսկ Նկար 4-ում՝ հիմնական փոխազդեցությունների բնույթը՝ CNO+p/α, այսինքն՝ պրոտոնների և α-մասնիկների փոխազդեցությունները մեծ տարածվածություն ունեցող թեթև միջուկների (C, N, O) հետ:

## V. Մեծ պայթյունի նուկլեոսինթեզ

Համաձայն Մեծ պայթյունի նուկլեոսինթեզի (կամ առաջնային նուկլեոսինթեզի) արդի տեսության [11,12], թեթևագույն միջուկների ( $A \leq 7$ ) սինթեզն սկսվում է Մեծ Պայթյունից 3-5 րոպե անց, երբ ընդլայնվող Տիեզերքի ջերմաստիճանն ընկնում է մինչև  $T \sim 0.1$  ՄԷվ (կամ  $\sim 10^9$  K), որի դեպքում առաջին սինթեզվող միջուկի՝ դեյտրոնի, առաջացման



ռեակցիան այլևս չի խոչընդոտվում ֆոտոդիսոցացման  $^2\text{H}(\gamma,n)p$  հակադարձ ռեակցիայով, քանի որ  $T < 0.1$  ՄԷվ ջերմաստիճանների տիրույթում կտրուկ նվազում է  $E_\gamma > \Delta_D = 2.23$  ՄԷվ էներգիաներով ֆոտոնների հոսքը, որտեղ  $\Delta_D$ -ն դեյտրոնի կապի էներգիան է: Ինչպես արդեն նշվել էր Բաժին II-ում, որ նեյտրոնի և պրոտոնի զանգվածների տարբերության, ինչպես նաև նեյտրոնների տրոհման հետևանքով առաջնային նուկլեոսինթեզի ընթացքում պրոտոնների քանակը  $\sim 5.5$  անգամ գերազանցում է նեյտրոնների քանակը, ինչն էլ կանխորոշում է հելիումի տարածվածությունը ջրածնի նկատմամբ:

Դեյտրոնի սինթեզին հաջորդում է տրիտոնի ( $^3\text{H}$ ) և հելիումի միջուկների ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) սինթեզը, որը հիմնականում ընթանում է հետևյալ ռեակցիաներով՝



այնուհետև՝  $^7\text{Li}$  և  $^7\text{Be}$  միջուկների սինթեզը, որը հիմնականում ընթանում է հետևյալ ռեակցիաներով՝



ընդորոշում վերջին երկու ռեակցիաների հավանականությունն անհամեմատ ավելի փոքր է, քան (1)-(7) ռեակցիաներինը (տե՛ս մանրամասները [13]-ում և դրանում պարունակվող

հղումներում):  ${}^7\text{Li}$  և  ${}^7\text{Be}$  իզոտոպների էլքի վրա ազդում են նաև դրանց ապասինթեզման (ճեղքման) ռեակցիաները՝



Առաջնային նուկլեոսինթեզն ավարտվում է Մեծ Պայթյունից մոտավորապես կես ժամ անց, երբ ընդլայնվող Տիեզերքում նվազող խտությունն ու ջերմաստիճանն այլևս անհնարին են դարձնում միջուկային ռեակցիաները: Այդ պահին թեթևագույն միջուկների տարածվածությունն *ըստ զանգվածի* (ջրածնի համեմատությամբ), համաձայն տեսական կանխագուշակումների, կազմում է՝  ${}^4\text{He}/\text{H} \approx 0.25$ ,  ${}^2\text{H}/\text{H} \approx 2.6 \cdot 10^{-5}$ ,  ${}^3\text{He}/\text{H} \approx 1.0 \cdot 10^{-5}$ ,  ${}^7\text{Be}/\text{H} \approx 4.7 \cdot 10^{-10}$ ,  ${}^7\text{Li}/\text{H} \approx 4 \cdot 10^{-11}$  [11, 12]: Այնուհետև,  ${}^7\text{Be}$  միջուկների  $\beta^+$ -տրոհման ( $T_{1/2} = 59$  օր) հետևանքով,  ${}^7\text{Li}$  միջուկների տարածվածությունն ավելանում է ավելի քան տասն անգամ, հասնելով՝  ${}^7\text{Li}/\text{H} \approx 5 \cdot 10^{-10}$  [11]: Նկարներ 3 և 4-ում սխեմատիկորեն նշված է Մեծ պայթյունի նուկլեոսինթեզում (BBN) առաջացած թեթևագույն միջուկների տիրույթը՝ H-He-Li:

Առաջնային նուկլեոսինթեզին հաջորդած տիեզերական էվոլյուցիայի ընթացքում աստղերի ձևավորումից հետո սկսվում է նուկլեոսինթեզի հաջորդ՝ աստղային նուկլեոսինթեզի, այնուհետև՝ տիեզերական ճառագայթներով հարուցված նուկլեոսինթեզի փուլերը, որոնց ընթացքում, օրինակ, լիթիումի տարածվածությունն էականորեն փոխվում է (Արեգակնային համակարգում այն հասնում է  ${}^7\text{Li}/\text{H} \approx 5 \cdot 10^{-9}$  արժեքին), միաժամանակ առաջանում են նոր (C, O և ավելի ծանր) տարրեր: Վերջիններիս տարածվածությունը կարող է զգալիորեն տարբերվել տարբեր աստղերում (այսպես կոչված՝ տարբեր «մետաղականության» աստղեր):

Սկզբնական նուկլեոսինթեզի տեսության կանխագուշակումները փորձարարական եղանակով ստուգելու համար անհրաժեշտ է հետազոտել դեյտերիումի, հելիումի և լիթիումի տարածվածությունն առաջին սերնդի հնագույն (10-14 մլրդ տարեկան), փոքր զանգվածով (Արեգակից թեթև ) աստղերում, որոնք գրեթե ամբողջությամբ բաղկացած են առաջնային նուկլեոսինթեզի արգասիքներից, սակայն կարող են նաև փոքր քանակով պարունակել միջաստղային տարածությունից նրանց մթնոլորտում կուտակված ավելի ծանր տարրեր: Կատարված հետազոտությունների արդյունքները  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  և  ${}^4\text{He}$  իզոտոպների համար բավարար կերպով համաձայնում են առաջնային նուկլեոսինթեզի տեսության հետ, մինչդեռ  ${}^7\text{Li}$  իզոտոպի դիտարկված տարածվածությունը ( ${}^7\text{Li}/\text{H} \approx (1.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-10}$  [14]) առաջին սերնդի աստղերում երեք անգամով ավելի պակաս է կանխագուշակվածից: Հնարավոր են այդ անահամաձայնության մի շարք պատճառներ՝ ա) տեսական կանխագուշակումներում օգտագործվող (1)-(11) ռեակցիաների կտրվածքների թերի իմացությունը, բ) աստղերի մթնոլորտում կոնվեկցիայով և տուրբուլենտությամբ պայմանավորված էֆեկտներ, գ) կոսմոլոգիայի և մասնիկների ֆիզիկայի ստանդարտ մոդելներից շեղումներ (տե՛ս, օրինակ, [13]):

## VI. Հղումներ

*(ստորև բերված հղումներից բացի օգտագործվել են նաև հղվածներ մի շարք հանրագիտարաններից)*

- [1] M. Arnould and S. Goriely, “Astronuclear Physics: a Tale of the Atomic Nuclei in the Skies”, arXiv:2001.11228 [astro-ph.SR] 30 Jan 2020
- [2] H.-T. Janka, “Neutrino emission from supernovae”, arXiv:1702.08713 [astro-ph.HE] 28 Feb 2017
- [3] T. Kajino et al., “Current status of r-process nucleosynthesis”, Progress in Particle and Nuclear Physics 107 (2019) 109-166
- [4] J.J. Cowan et al., “Making the heaviest elements in the Universe: A review of the rapid neutron capture process”, arXiv:1901.01410 [astro-ph.HE] 5 Jan 2019, Submitted to Review of Modern Physics
- [5] F.-K. Thielemann et al., “What are the astrophysical sites for the r-process and the production of heavy elements?”, Progress in Particle and Nuclear Physics 66 (2011) 346-353
- [6] D.M. Siegel, J. Barnes, B.D. Metzger, “Collapsars as a major source of heavy elements”, Nature 569 (2019) 244
- [7] K. Brauer et al., “Collapsars r-process yields can reproduce [Eu/Fe] abundance scatter in metal-poor stars”, arXiv: 2010.15837 [astro-ph.HE] 29 Oct. 2020
- [8] J. Bramante, T. Linden, “On the r-process enrichment of dwarf spheroidal galaxies” Astrophys. J. 826 (2016) 57.
- [9] T. Rauscher et al., “Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoric data”, Rep. Prog. Phys. 76 (2013) 066201
- [10] M. Arnould and S. Goriely, “The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status”, Physics Reports 384 (2003) 1
- [11] M. Tonabashi et al. (Particle Data Group), “Review of particle physics”, Phys. Rev. D98 (2018) 030001
- [12] V. Luccardo et al., “Nuclear processes in astrophysics: recent progress”, arXiv:1805.10183v2 [astro-ph.SR] Oct 2018
- [13] S.Q. Hou et al., “Non-extensive statistics to the cosmological lithium problem”, Astrophys. J., 834:165 (5pp), 2017 January 10
- [14] L. Sordone et al., “The metal-poor end of the spite plateau – I. Stellar parameters, metallicities, and lithium abundances”, Astron.&Astrophys. 522 (2010) A26