

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 2, Number 3 12 (2017), 81 – 85

UDC 539.1.074.3

**S.A. Zhaugasheva¹, D.S.Valiolda¹, D.M.Janseitov^{1,2},
N.K.Zhussupova¹, Zh.Serikov¹, F.Aitzhan¹**¹Al Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan ²Institute of nuclear physics, Almaty, Kazakhstan
e-mail: valiolda.dinara@gmail.com**THEORETICAL STUDY OF THE COULOMB BREAKUP
OF THE HALO NUCLEI ¹¹Be, ¹⁵C**

Abstract. The aim is to study the Coulomb breakup of halo nuclei in the framework of a non-stationary quantum-mechanical approach. Coulomb breakup of nuclei is one of the main tools in the study of the halo nuclei. Theoretical study of the halo nuclei with relevant planned experiments for the study of light nuclei in radioactive beams.

Among the halo nuclei, the ¹¹Be nucleus is of particular importance, since the relative simplicity of its structure allows for more accurate theoretical studies. In fact, the bound states of the ¹¹Be nucleus can be described quite well as a ¹⁰Be nucleus and a weakly bound neutron. With good approximation, decay can be regarded as a transition from a two-particle bound state to a continuum due to a changing Coulomb field. In this paper, a numerical scheme for the expansion of the nonstationary Schrödinger equation into angular and radial grids was applied to the decay of the ¹¹Be nucleus on a ²⁰⁸Pb target at energies of about 70 MeV / Nucleon.

Key words: Coulomb breakup, halo nucleus, neutron halo, the probability of breakup, the cross section of breakup, time-dependent Schrödinger equation

ӘОЖ: 539.1.074.3

**С.А. Жаугашева¹, Д.С. Валиолда¹, Д.М.Джансейтов^{1,2},
Н.К. Жусупова¹, Ж. Сериков¹, Ф.Айтжан¹**¹әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан;
²Ядролық физика институты, Алматы қ., Қазақстан**¹¹Be, ¹⁵C ГАЛО ЯДРОЛАРЫНЫҢ КУЛОНДЫҚ КҮЙРЕУІН
ТЕОРИЯЛЫҚ ЗЕРТТЕУ**

Аннотация. Жұмыстың мақсаты гало ядролардың кулондық күйреуі пренесін бейстационар квант-механикалық тәсілмен теориялық зерттеу. Ядролардың кулондық күйреуі гало ядроларды зерттеуші негізгі құралдардың бірі болып табылады. Гало ядролардың кулондық күйреуін теориялық зерттеу радиоактивті ядролар шоғырында жеңіл ядроларды зерттеуші тәжірибелерді жоспарлау және іске асыру үшін өзекті болып табылады.

Гало ядролардың арасында ¹¹Be ядросы ерекше мәнге ие, себебі оның құрылымының қарапайымдылығы неғұрлым дәл теориялық зерттеулер жүргізуге мүмкіндік береді. Шындығында, ¹¹Be ядросының байланысқан күйлерін ¹⁰Be ядросы мен әлсіз байланысқан нейтрон ретінде сипаттауға болады. Жақсы жуықтауда, ыдырау пренесін айнымалы Кулондық өріс салдарынан қос бөлшектік байланысқан күйлерден континуумға ауысуы ретінде қарастыруға болады. Бұл жұмыста бейстационар Шредингер тендеуін радиалдық және бұрыштық торда сандық шешу тәсілдері энергиясы шамамен 70 МэВ/Нуклон ¹¹Be ядросының ²⁰⁸Pb нысанасынан күйреуіне қолданылды.

Түйін сөздер: кулондық күйреу, гало ядро, нейтрондық гало, күйреу ықтималдығы, күйреу қимасы, Шредингердің бейстационар тендеуі.

Кіріспе. Гало ядролар өзекті кванттық жүйелердің бірі болып табылады. Осы ядроларда кейбір нуклондардың орташа орбиталық радиусы басқа нуклондардың ядролық өзараәсерлесу диапазонынан артық болуы мүмкін. Гало ядролардың күйреуі олардың қасиеттерін зерттеу үшін маңызды құралдарының бірі болып табылады. Бұл реакциялардаснарядтың фрагменттерге жіктелінуі жайлы ақпарат ғало бөлшектердің толқындық функцияларының қасиеттері туралы тұжырым жасауға пайдаланылуы мүмкін. Кулондық күйреу ерекше қызығушылық тудыру себебі-снаряд пен нысана арасындағы өзара ядролық әсерлесуінің толық анықталмағандығы маңызды [1]. Сондықтан да күйреу реакцияларының қимасын дәл анықтау үшін реакция механизмін дәл сипаттау маңызды.

Гало ядролардың арасында ^{11}Be және ^{15}C ядролары ерекше қызығушылық тудырады. Олардың құрылымының қарапайымдылығына байланысты тәуелсіз екі дененің күйреуін сипаттау үшін қажетті толқындық функциялары арасындағы анықталмағандықты ескеруге қажетті күрделі есептеулерсіз зерттеуге болады. Шынында да, олардың байланысқан күйін нейтронмен әлсіз байланысқан қабат (кора) ретінде сипаттауға болады. Күйреуді байланысқан күйдегі екі бөлшектің кулон өрісі салдарынан континуумға көшу процесі деп жуықтауға болады [1]. Бұл ядролар кулондық күйреудің жуықталған теорияларын тексеру үшін жақсы негіз болып табылады.

Соңғы жылдары, кулондық күйреуді зерттеу үшін бірқатар әдістер әзірленді: ұйытқу теориясы [2-5], адиабаталық жуықтау [6,7], дискреттелген континуумдармен байланысқан каналдар [8-11] және Шредингердің үш өлшемді бейстационар теңдеуінсандық шешу әдістері [12-18]. Мұнда біз соңғы әдіске тоқталамыз, яғни снаряд классикалық траекториямен қозғалады және оның өзара әрекеттесуі нысананың айналасында Кулондық және ядролық әрекеттесулерінің өзгешілігінің нәтижесінде дамиды деп болжаймыз. Негізгі болжам моделі ретінде снаряд қозғалысының жартылай классикалық сипаттамасы және снарядтың ішкі құрылымын сипаттайтын басқа да моделдердің ортақ жинақталған сипаттамасы қолданылады.

Бұл жұмыста энергиялары 70 МэВ/нуклон шамасындағы ^{11}Be және ^{15}C гало ядроларының кулондық күйреуі жартылай классикалық бейстационар Шредингер теңдеуін бұрыштық және радиалдық торда сандық әдіспен шешу арқылы сипатталады. Күйреу процесінде снарядтың толқындар шоғырының уақыттық эволюциясы көрсетіледі. Нысана мен снаряд арасындағы ядролық әсерлесулердің рөлі кулондық күйреудің көздеу параметрімен әрекетінің нәтижесінде талданады және бағаланады. Күйреу мен сернімсіз шашырау қимасы тәжірибелік мәліметтермен салыстырылып, талданады.

Кулондық күйреуінің бейстационар әдісінің сипаттамасы. Нысана (массасы m_c және заряды $Z_c e$) мен екі денеден тұратын снарядтың әсерлесуі кезіндегі күйреуін қарастырамыз. Снаряд нүктелік қабат (кора) (массасы m_c және заряды $Z_c e$) пен нүктелік фрагменттен (массасы m_f және заряды $Z_f e$) құралған. Тыныштықта тұрған снаряд үшін Шредингердің уақытқа тәуелді теңдеуін жазсақ:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) = H(t) \psi(r, t) = [H_0(r) + V(r, t)] \psi(r, t) \quad (1)$$

Снарядтың ғамильтонианы келесі түрде жазылады:

$$H_0(r) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V_{cf}(r) \quad (2)$$

μ -ядро мен фрагменттің келтірілген массасы, $\mathbf{r} = (\Omega, r)$ олардың арасындағы салыстырмалы координатасы және V_{cf} – ядро мен снаряд фрагменті арасындағы ішкі әсерлесу. Бұл кулондық және спин-орбиталдық бөліктен тұратын шынайы потенциал:

$$V_{cf}(r) = V_0(r) + \mathbf{L}V_{LI}(r) \quad (3)$$

Мұндағы \mathbf{L} -орбиталды момент, \mathbf{I} -фрагмент спині. Ядроның спинін I_c нөлге тең деп жуықтайтын болсақ, онда фрагмент спині I тұрақты болады.

Уақытқа тәуелді потенциал келесі түрде беріледі:

$$V(r, t) = V_{cT}(r_{cT}) + \frac{Z_c Z_T e^2}{r_{cT}} + V_{fT}(r_{fT}) + \frac{Z_f Z_T e^2}{r_{fT}} - \frac{(Z_c + Z_f) Z_T e^2}{R} \quad (4)$$

мұндағы $R(T)$ – нысананың снаряд массаларорталығына қатысты, уақытқа тәуелді орны. Ядро-нысана және фрагмент-нысана координаттары сәйкесінше:

$$r_{cT}(t) = R(t) + m_f r / M \quad (5)$$

$$r_{cT}(t) = R(t) - m_c r / M \quad (6)$$

мұндағы $M = m_c + m_f$ снарядтың массасы. Комплексті оптикалық потенциал V_{cT} және V_{fT} ядро-нысана мен фрагмент-нысанасы әсерлесуінің нақты ядролық бөлігін сипаттайды.

Есепті жеңілдету үшін, (4)-теңдеуде нүктелік кулондық әсерлесулер нақты көрсетіледі. Ядро-нысанамен фрагмент-нысанасының кулондық әсерлесулерін ядролардың ақырғы өлшемдерін ескеріп, қосымша қиындықсыз шынайы форм-факторға ауыстыруға болады. Снаряд тыныштық күйде тұрған кезде, нысана классикалық траекториямен қозғалады. Бұл траектория түзу сызық немесе Кулон траекториясы болуы мүмкін. Сонымен қатар бұл ядролық әсерлерді ескеретін траектория болуы мүмкін, бірақ бұл жағдайда оны қолданбағанымыз жөн. Бастапқы жылдамдықты және көздеу параметрін бөлеп белгілейміз.

Парциалды толқындық функция l_j үшін снарядтың меншікті күйлері (байланысқан және шашыратылған күйлері) былай анықталады:

$$H_0 \phi_{Ljm}(E, r) = E \phi_{Ljm}(E, r) \quad (7)$$

Снарядтың бұрыштық моменті j фрагменттің орбиталдық моменті L мен спинін I қосу арқылы табуға болады. Теріс энергетикалық күйлер нормаланған және оларне снарядтың физикалық байланысқан күйін немесе Паули принципі бойынша тыйым салынған күйлерді сипаттайды. Оң энергетикалық күйлер ядро – фрагментінің шашырауына сәйкес келеді. Бұлар жүйедегі ақырғы күйлерді талдау үшін қажет. Шашырауға сәйкес толқындық функциясының радиалдық бөлігі келесі түрде нормаланған:

$$R_{lj}(E, r) \rightarrow r^{-1} [\cos \delta_l(E) F_l(E, r) + \sin \delta_l(E) G_l(E, r)] \quad (8)$$

мұндағы F_l , G_l стандартты жүйелі және жүйесіз Кулондық функциялары және δ_l – фазалық ығысу [19].

Бастапқы шарт бойынша $t = -\infty$ үшін жүйе негізгі күйде $l_0 j_0 m_0$ және энергиясы $E_0 < 0$, сонда сәйкес толқындық функция:

$$\psi^{(m_0)}(r, -\infty) = \phi_{l_0 j_0 m_0}(E_0, r) \quad (9)$$

Уақытқа тәуелді $\psi^{(m_0)}(r, t)$ толқындық функциясы m_0 шамасының әртүрлі мәндері үшін есептелуі тиіс. Сонымен қатар, сандық мәні белгіліб көздеу параметрінен де тәуелді болады. Энергия бірлігінде күйреудің ықтималдылығы келесі түрде анықталады:

$$\frac{dP}{dE}(E, b) = \frac{2\mu}{\pi \hbar^2 k} \frac{1}{2j_0 + 1} \sum_{m_0} \sum_{ljm} | \langle \phi_{ljm}(E, r) | \psi^{(m_0)}(r, +\infty) \rangle |^2 \quad (10)$$

мұндағы k толқындық сан. [20]. Толқындық сан снаряд меншікті күйінің шашыратылуының толық бұрмалануын да сипаттайды. Кулондық күйреу қимасы:

$$\frac{d\sigma_{bu}}{dE}(E) = 2\pi \int_0^\infty \frac{dP}{dE}(E, b) b db \quad (11)$$

Қозған nlj байланысқан күйге серпімсіз шашырау қимасы былай есептеледі:

$$\sigma_{nlj}(E) = 2\pi \int_0^\infty P_{nlj}(b) b db, \quad (12)$$

мұндағы:

$$P_{nlj}(b) = \frac{1}{2j_0 + 1} \sum_{m_0} \sum_m | \langle \phi_{nljm}(E_{nlj}, r) | \psi^{(m_0)}(r, +\infty) \rangle |^2 \quad (13)$$

Нақты кулондық күйреуінің ықтималдығы:

$$\sum_{nlj} P_{nlj}(b) + \int_0^\infty \frac{dP}{dE}(E, b) dE = 1 \quad (14)$$

Нәтижелер. Күйреудің көлденең қимасы ^{11}Be снаряды үшін ^{208}Pb нысанасында есептеледі. $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$ нейтрондарды көшіру реакциясы қозған ядролары бар моделдермен үйлесетін қималарды қамтамасыз етеді [20]. Зерттеу барысында нейтрондардың ^{11}Be ядросынан ^9Be ядросына көшуі негізгі күйдің шамамен 20% сәйкес келеді. ^{11}Be және ^{15}C ядроларының екеуі де тек қос байланысқан күйлері бар әлсіз байланысқан гало ядролар болып табылады. Бұл байланысқан күйлер кеңейтілген нейтронды орбиталарға ие. ^{11}Be және ^{15}C ядроларының айырмашылығы-байланысқан күйлер ^{11}Be ядросында теріс жұптылыққа және ^{15}C ядросында оң жұптылыққа ие болады. Сондықтан бұл ядролардың Кулондық қозулары басқаша болады.

Кулондық қозу ықтималдықтары ^{15}C ядросының $5/2^+$ күйі үшін ^{11}Be ядросының $1/2^-$ күйіне қарағанда аз болады, өйткені үстем ауысу $E2$ мультиполине, ал ^{11}Be үшін $E1$ ауысуына сәйкес келеді. Басқа айырмашылықтар ядролық эффекттерге қатысты. ^{11}Be үшін оптикалық потенциалдар көмегімен алынған ықтималдықтар барлық көздеу параметрлері кезіндегі таза кулондық әсерлесумен алынған ықтималдықтарға қарағанда әлдеқайда аз. ^{15}C үшін аз Кулондық ықтималдықтар шамамен 10 фм кесу кезіндегі ядролық күшпен айтарлықтай күшейеді.

Оптикалық потенциал көмегімен алынған күйреудің толық көлденең қималары ^{11}Be үшін энергиялары 72 МэВ/нуклон кезінде 0.690b тең. ^{15}C үшін қима энергиялары 68 МэВ/нуклон кезінде 0.0164b тең. Екі гало ядросының күйреуінің көлденең қималары серпімсіз қималарға қарағанда мәні бойынша айтарлықтай жақын, өйткені екі ядро да $E1$ ауысуы басым болады. Дегенмен, ^{11}Be қимасы осы ядроның байланыс энергиясының аз болуынан көбірек болады. Осы себептен қиманың максимум мәні төмен энергиялар кезінде болады [17].

Қорытынды. Уақыттан тәуелді Шредингер теңдеуі әртүрлі квазиклассикалық жуықтаудағы нысанасы бар ядролық және кулондық әсерлесудегі снарядтың ыдырауын бейнелейді. Бұл теңдеуді бұрыштық және радиалды торда шешудің сандық әдісі энергиялары шамамен 70 МэВ /нуклон кезіндегі ^{11}Be гало ядросының күйреуіне қолданылған.

Кеңейтілген радиалды торлар нысанамен әсерлескеннен кейінгі үлкен қашықтықтардағы толқындық функцияларды жақсы бейнелеу үшін қажет. ^{11}Be ядросының ^{208}Pb ядросына күйреуінің көлденең қимасы снаряд пен нысана арасындағы әсерлесудің ядролық бөлігін жақсы сипаттайтын оптикалық потенциалдар көмегімен есептеледі [18].

^{11}Be және ^{15}C үшін серпімсіз қималар қозған күйлердің жұптылығының әсерінен әртүрлі болады. Күйреудің көлденең қималары ^{15}C үшін ^{11}Be қарағанда байланыс энергиясының көптігіне байланысты біршама аз болады.

Гало ядролардың күйреуінің нақты сипаттамасы бейстационар Шредингер теңдеуін сандық шешу жолымен алынуы мүмкін, бірақ айтарлықтай шектеулермен. Бұл жұмыста бір нейтронды гало ядроларды сипаттайтын моделдер теориялық зерттелді және болашақта бұл әдісті стационар емес тәсілде екі нейтронды гало ядролардың күйреуін зерттеу үшін қолдану жоспарлануда.

ӘДЕБИЕТ

- [1] Capel P., Baye D., Melezhik V.S. Phys. Rev. C **68**, 2003, P.014612.
- [2] Typel S. and Baur G. Phys. Rev. C **50**, 1994, P.2104.
- [3] Esbensen H. and Bertsch G.F. Nucl. Phys. A **600**, 1996, P.37.
- [4] Typel S., Wolter H.H. and Baur G. Nucl. Phys. A **613**, 1997, P.147.
- [5] Typel S. and Baur G. Phys. Rev. C **64**, 2001, P.024601.
- [6] Tostevin J.A., Rugmaier S. and Johnson R.C. Phys. Rev. C **57**, 1998, P.3225.
- [7] Banerjee P. and Shyam R. Phys. Rev. C **61**, 2000, P.047301.
- [8] Kamimura M., Yahiro M. et al, Prog. Theor. Phys. Suppl. **89**, 1986, P.1.
- [9] Austern N., Iseri Y., Kamimura M. et al, Phys. Rep. **154**, 1987, P.125.
- [10] Tostevin J.A., Nunes F.M. and Thompson J. Phys. Rev. C **63**, 2001, P.024617.
- [11] Mortimer J., Thompson J. and Tostevin J.A. Phys. Rev. C **65**, 2002, P.064619.
- [12] Kido T., Yabana K. and Suzuki Y. Phys. Rev. C **50**, 1994, R1276.
- [13] Kido T., Yabana K. and Suzuki Y. Phys. Rev. C **53**, 1996, P.2296.
- [14] Esbensen H. and Bertsch G.F. Phys. Rev. C **59**, 1999, P.3240.
- [15] Typel S., Wolter H.H. and Naturforsch. Z. A: Phys. Sci. **54**, 1999.
- [16] Melezhik V.S. and Baye D. Phys. Rev. C **59**, 1999, P.3232.
- [17] Melezhik V.S. and Baye D. Phys. Rev. C **64**, 2001, P.054612.
- [18] Typel S. and Shyam R. Phys. Rev. C **64**, 2001, P.024605 (in Eng.).
- [19] Melezhik V.S. and Schmelcher P. Phys. Rev. Lett. **84**, 2000, P.1870 (in Eng.).
- [20] Capel P., Baye D. and Melezhik V.S. Phys. Lett. B **552**, 2003, P.145 (in Eng.).

REFERENCES

- [1] Capel P., Baye D., Melezhik V.S. Phys. Rev. C **68**, 2003, P.014612 (in Eng.).
- [2] Typel S. and Baur G. Phys. Rev. C **50**, 1994, P.2104 (in Eng.).
- [3] Esbensen H. and Bertsch G.F. Nucl. Phys. A **600**, 1996, P.37 (in Eng.).
- [4] Typel S., Wolter H.H. and Baur G. Nucl. Phys. A **613**, 1997, P.147 (in Eng.).
- [5] Typel S. and Baur G. Phys. Rev. C **64**, 2001, P.024601 (in Eng.).
- [6] Tostevin J.A., Rugmai S. and Johnson R.C. Phys. Rev. C **57**, 1998, P.3225 (in Eng.).
- [7] Banerjee P. and Shyam R. Phys. Rev. C **61**, 2000, P.047301 (in Eng.).
- [8] Kamimura M., Yahiro M. et al, Prog. Theor. Phys. Suppl. **89**, 1986, P.1 (in Eng.).
- [9] Austern N., Iseri Y., Kamimura M. et al, Phys. Rep. **154**, 1987, P.125 (in Eng.).
- [10] Tostevin J.A., Nunes F.M. and Thompson I.J. Phys. Rev. C **63**, 2001, P.024617 (in Eng.).
- [11] Mortimer J., Thompson I.J. and Tostevin J.A. Phys. Rev. C **65**, 2002, P.064619 (in Eng.).
- [12] Kido T., Yabana K. and Suzuki Y. Phys. Rev. C **50**, 1994, P.1276 (in Eng.).
- [13] Kido T., Yabana K. and Suzuki Y. Phys. Rev. C **53**, 1996, P.2296 (in Eng.).
- [14] Esbensen H. and Bertsch G.F. Phys. Rev. C **59**, 1999, P.3240 (in Eng.).
- [15] Typel S., Wolter H.H. and Naturforsch. Z. A: Phys. Sci. **54**, 1999 (in Eng.).
- [16] Melezhik V.S. and Baye D. Phys. Rev. C **59**, 1999, P.3232 (in Eng.).
- [17] Melezhik V.S. and Baye D. Phys. Rev. C **64**, 2001, P.054612 (in Eng.).
- [18] Typel S. and Shyam R. Phys. Rev. C **64**, 2001, P.024605 (in Eng.).
- [19] Melezhik V.S. and Schmelcher P. Phys. Rev. Lett. **84**, 2000, P.1870 (in Eng.).
- [20] Capel P., Baye D. and Melezhik V.S. Phys. Lett. B **552**, 2003, P.145 (in Eng.).

**С.А. Жаугашева¹, Д.С. Валиолда¹, Д.М. Джансейтов^{1,2},
Н.К. Жусупова¹, Ж. Сериков¹, Ф. Айтжан¹**

¹ Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

² Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КУЛОНОВСКОГО РАЗВАЛА ГАЛО ЯДЕР ¹¹Be, ¹⁵C

Аннотация. Целью работы является теоретическое исследование процессов кулоновского развала гало ядер в рамках нестационарного квантово-механического подхода. Кулоновский развал ядер является одним из основных инструментов в изучении гало ядер. Теоретическое исследование гало ядер актуальны с планируемыми экспериментами по изучению легких ядер на радиоактивных пучках.

Среди гало ядер, ядро ¹¹Be имеет особое значение, так как относительная простота его структуры позволяет более точные теоретические исследования. В самом деле, связанные состояния ядра ¹¹Be можно достаточно хорошо описать как ядро ¹⁰Be и слабосвязанный нейтрон. С хорошим приближением, распад можно рассматривать как переход от двухчастичного связанного состояния к континууму из за изменяющегося Кулоновского поля. В данной работе численная схема разложения нестационарного уравнения Шредингера на угловые и радиальные сетки были применены к развалу ядра ¹¹Be на мишени ²⁰⁸Pb при энергиях около 70 МэВ/Нуклон.

Ключевые слова: кулоновский развал, гало ядро, нейтронное гало, вероятность развала, сечение развала, нестационарное уравнение Шредингера.

Авторлар жайында мәліметтер:

Жаугашева Сауле Аманбаевна - физика-математика ғылымдарының кандидаты, теориялық және ядролық физика кафедрасының профессор м.а., Физика-техникалық факультеті, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ;

Валиолда Динара Салаватқызы - теориялық және ядролық физика кафедрасының PhD докторанты және оқытушысы, Физика-техникалық факультеті, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, Байланыс телефоны: +7707 392 92 62, e-mail: Valiolda.dinara@gmail.com;

Джансейтов Данияр Маралович - PhD, теориялық және ядролық физика кафедрасының оқытушысы, Физика-техникалық факультеті, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ; Ядролық физика институтының кіші ғылыми қызметкері;

Жусупова Назым Кайрхановна - теориялық және ядролық физика кафедрасының жетекші маманы, Физика-техникалық факультеті, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ;

Сериков Жандос - теориялық және ядролық физика кафедрасының 5 курс студенті, Физика-техникалық факультеті, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ;

Айтжан Фариза - теориялық және ядролық физика кафедрасының 5 курс студенті, Физика-техникалық факультеті, әл-Фараби атындағы ҚазҰУ