# ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ АЛЬФА ЧАСТИЦ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ 21 И 40 МЭВ

А.Р. БАЛАБЕКЯН $^{1*}$ , Н.А. ДЕМЕХИНА $^{2}$ , Э. МЕЛЯН $^{1}$ , С. ФАЛТАДЖАНЯН $^{1}$ , А. АЛЕКСАНЯН $^{2}$ , С. АМИРХАНЯН $^{2}$ , Г. ГУЛКАНЯН $^{2}$ , Т. КОТАНДЖЯН $^{2}$ , А.С. АКОПЯН $^{2}$ 

 $^{1}$ Ереванский государственный университет, Ереван, Армения  $^{2}$ Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

\*e-mail: balabekyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 30 июня 2019 г.)

Исследовалось образование альфа частиц в фотоядерных реакциях на мишенях <sup>65</sup>Cu, <sup>115</sup>In, <sup>92</sup>Mo и <sup>207</sup>Pb на пучке ускоренных электронов с энергиями 21 и 40 МэВ. Эксперименты проводились на линейном электронном ускорителе ННЛА (Ереванский Физический институт). Результаты измерений представляют зависимость выходов исследуемых реакций от массового числа ядер и энергии фотонов. Полученные данные позволяют предположить изменение механизма фотообразования альфа частиц с ростом энергии падающих фотонов и массы мишени.

#### 1. Введение

Эмиссия различного типа частиц (включая легкие ядра) в ядерных реакциях позволяет получить информацию о вероятности образования этих частиц в возбужденной ядерной материи. Фотоядерные процессы, характеризующиеся электромагнитным взаимодействием, не нарушающим внутриядерного поля, дают возможность более детально исследовать вероятность формирования нуклонных корреляций в ядре.

В области низких энергий за последние 50 лет было проведено достаточно детальное исследование процесса фотопоглощения, которое носит характер коллективного дипольного возбуждения ядра. Максимум сечения этого процесса (гигантский дипольный резонанс – ГДР) приходится на область энергий ~19 МэВ для легких ядер и сдвигается к более низким энергиям ~15 МэВ в тяжелых мишенях. Девозбуждение этих ядер рассматривается обычно в рамках статистического испарения, сопровождающегося вылетом нуклонов и легких ядер с характерными угловым и энергетическим распределениями. При энергиях выше ГДР до порога мезонообразования характер первичного взаимодействия и

поглощения фотонов меняется. В отличие от области ГДР, где фотоны взаимодействуют с ядром как с целым объектом, с увеличением энергии ≥30 МэВ длина волны падающих фотонов оказывается одного порядка с размерами нуклонных ассоциаций в ядре. Этот факт в значительной степени определяет механизм первичного взаимодействия и возбуждения ядра. В этом энергетическом диапазоне обычно рассматривается вероятность поглощения на двухнуклонных ассоциациях, представляющих виртуальные квазидейтроны. Нуклонная пара п-р оказывается более предпочтительной в силу наличия дипольного момента. Теоретическое представление об основных характеристиках процесса фотопоглощения при этих энергиях получено в рамках квазидейтронной модели Левинджера [1,2], которая основана на двух положениях:

- гамма кванты главным образом поглощаются NN-парами в ядре (двухчастичный механизм поглощения)
- сечение фотоядерных реакций можно выразить через сечение фоторасщепления свободного дейтрона.

В рамках этой модели дипольное возбуждение передается не всему ядру в целом, а отдельным пространственно скоррелированным нейтрон-протонным парам [2]. При этом возбуждается один протон и один нейтрон, так что образуется двухчастичное-двухдырочное входное состояние. Квазидейтронный механизм взаимодействия приводит к образованию двух нуклонов, которые могут участвовать в эмиссии альфа частицы на предравновесной стадии и на других ступенях девозбуждения ядра [3]. Первичное возбуждение может сопровождаться испусканием нуклонов, кластеров, фотоделением или переходом в более сложные конфигурационные состояния. В ранее опубликованных данных по эмиссии альфа частиц в реакциях  $(e,\alpha)$  и  $(p,\alpha)$  анализ угловых и энергетических распределений альфа частиц проводился [4-9] в предположении предравновесного испускания в рамках гибридной модели, где альфа частица рассматривалась как экситон. Вероятность корреляции нуклонов с формированием альфа частицы в ядре учитывалась в расчетах [4] путем введения свободного параметра. Полученные результаты позволили авторам предположить, что образование нуклонных корреляций не зависит от сорта, энергии падающих частиц и проявляется в исследуемой области энергий возбуждения (40-70 МэВ) как свойство ядерной материи. Основной вклад предравновесного канала был получен для тяжелых ядер с массовыми числами больше 60 а.е., для которых смещение максимума ГДР в сторону более низких энергий затрудняет эмиссию низкоэнергетичных альфа частиц [7,8]. Основной набор экспериментальных данных в ранних работах, включая энергетические и угловые распределения, получен путем прямого измерения вылетевших альфа частиц. При этом остается неопределенность, связанная с возможным каналом дополнительного вылета нуклонов. Использование активационной методики и измерение выходов остаточных ядер дает возможность точно определить изменение нуклонного состава ядра мишени. В настоящей работе измерялись выходы ( $\gamma$ ,  $\alpha$ ) реакций на мишенях  $^{65}$ Cu,  $^{92}$ Mo,  $^{115}$ In, и  $^{207}$ Pb при энергиях падающих фотонов 21 и 40 MeB, с целью определения вкладов различных механизмов образования альфа частиц в исследуемой области массовых чисел.

#### 2. Методика эксперимента

Эксперимент был проведен на Линейном электронном ускорителе Национальной Лаборатории им. А.Алиханяна (Ереванский Физический Институт) при максимальных энергиях тормозных фотонов 21 и 40 МэВ. Для получения фотонного пучка использовался вольфрамовый (W) конвертор толщиной 500 µm и алюминиевая пластина толщиной 2 см для поглощения электронов. Мишени из металлических фольг облучались на фотонном пучке. Облучения стопок мишеней продолжались в течение 3 часов при энергии 21 МэВ с разбросом по энергии около 3% и 1 часа при энергии 40 МэВ с разбросом по энергии менее 2%. Интенсивность электронного пучка при 21 МэВ была  $0.75 \mu A$ , а при  $40 \text{ МэВ} - 0.8 \mu A$ . Физические характеристики мишеней приведены в Табл.1. При выделении канала взаимодействия по активности продуктов реакции необходим учет конкурирующих процессов на других изотопах мишеней, а также вкладов других каналов взаимодействия с ростом энергии падающих частиц. В таких случаях решаюшую роль играют пороги реакций, а также спектрометрические характеристики образующихся продуктов. В Табл.2 приведены характеристики остаточных ядер в реакциях, образующихся в процессе облучения.

Табл. 1.

Мишени	Толщина, мкм	Вес, мгр	Диаметр, мм
<sup>nat</sup> Cu	50	129.6	20
<sup>nat</sup> Mo	470	1510.8	20
<sup>nat</sup> In	1320	3353.4	20
natPb	210	525.45	20

Выходы фотоядерных реакций  $Y(E_{\gamma}, E_{\text{мах}})$ , измеренные с использованием в качестве источника фотонов тормозного излучения электронов, представляют свертку сечения реакции  $\sigma(E_{\gamma})$  с непрерывным спектром фотонов  $W(E_{\gamma}, E_{\gamma \text{max}})$ :

$$Y(E_{\gamma}, E_{\gamma \max}) = \int_{E_{\text{noo}}}^{E_{\text{max}}} \sigma(E_{\gamma}) W(E_{\gamma}, E_{\gamma \max}) dE_{\gamma}, \qquad (1)$$

Табл. 2.

Мишень	Продукт	Тип реакции	<i>Q</i> + <i>V</i> , МэВ	$E_{GR}$ , МэВ	T <sub>1/2</sub>	Энергия гамма перехода кэВ(%)
<sup>65</sup> Cu	61Co 61Co 61Cu 61Cu	$(\gamma,\alpha)$ $(\gamma,2p2n)$ $(\gamma,4n)$ $(\gamma,2n)$	6.79+8.42 35.1+8.54 37.56 19.74	19.9	1.65 h 3.33 h	908 (3.5)
	<sup>61</sup> Co	$(\gamma,2p)$	17.26+12.47		3.33 H	
<sup>92</sup> Mo	<sup>88</sup> Zr <sup>88</sup> Zr	$(\gamma,\alpha)$ $(\gamma,2p2n)$	5.6+15.91 34+12.07	17.7	83.4 d	392.82 (97.24)
<sup>115</sup> In	<sup>111</sup> Ag <sup>111</sup> Ag <sup>111</sup> Ag	$(\gamma,\alpha)$ $(\gamma,2p2n)$ $(\gamma,n^3He)$	3.74+17.64 32.05+14.13 24.32+14.13	16	7.54 d	342.13 (7)
<sup>207</sup> Pb	<sup>203</sup> Hg <sup>203</sup> Hg	(γ,α) (γ,2p2n)	0+20.65 27.9+20.89	12.8	46.6 d	279.19 (81)

где  $E_{\text{пор}}$ -пороговая энергия реакции,  $E_{\gamma \text{max}}$  — максимальная энергия в спектре. Для описания спектра испускаемых фотонов могут быть использованы известные формулы [10]. В настоящей работе для описания интенсивности фотонного пучка применялась методика расчета эквивалентных фотонов в прямоугольном приближении тормозного спектра. Для определения количества эквивалентных фотонов, участвующих в реакции, использовались мониторные реакции, выходы которых известны в литературе. В исследуемой области энергий в качестве мониторных реакций использовались:  ${}^{27}$ Al $(\gamma,2pn)^{24}$ Na и  ${}^{65}$ Cu $(\gamma,n)^{64}$ Cu процессы. Мониторирование проводилось по экспериментальным данным [11, 12]. Выходы реакции  $^{65}$ Cu( $\gamma$ ,n) $^{64}$ Cu принимались равными 55 мбн и 43 мбн, соответственно, при 40 МэВ и 21 МэВ [12]. Для 21 МэВ мониторирование проводилось только по выходу реакции  $^{65}$ Cu( $\gamma$ ,n) $^{64}$ Cu, так как для реакции  $^{27}$ Al( $\gamma$ ,2pn) $^{24}$ Na энергетический порог выше, чем максимальная энергия фотонов. Рассчитаное число фотонов при 21 МэВ  $N_v = (4.8\pm0.5)10^{11}$  экв.квантов/сек и при 40 МэВ  $N_v = (1.8\pm0.2)10^{12}$ экв.квантов/сек, соответственно. Гамма спектры радиоактивных остаточных ядер, образованных в  $(\gamma,\alpha)$  реакциях, периодически измерялись в течение нескольких месяцев с учетом периодов полураспада.

Для измерения наведенной активности использовались высокочувствительные HpGe – детекторы. Контроль энергетической калибровки и эффективности регистрации детекторов проводился систематически с использованием радиоактивных стандартных источников:  $^{137}$ Cs,  $^{60}$ Co и  $^{226}$ Ra. Идентификация образованных в мишенях радиоактивных остатков проводилась по периодам полураспадов, характерным  $\gamma$ -линиям и интенсивностям гамма переходов [13].

Основная проблема выделения канала взаимодействия с испусканием альфа частицы состоит в малой вероятности ( $\gamma$ ,  $\alpha$ ) процесса. Согласно данным Карамяна [14,15], отношение сечений реакций ( $\gamma$ , $\alpha$ )/( $\gamma$ , $\alpha$ ) при  $E_{\gamma max}$  =23 МэВ в исследумой области массовых чисел мишеней составляет порядка  $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$  (т.е. сечение реакции ( $\gamma$ , $\alpha$ )  $\sim$   $\mu$ b). В настоящем эксперименте задача выделения малых сечений была решена благодаря проведению измерений гамма-излучения продуктов реакций в условиях низкофоновой лаборатории, расположенной в соляной шахте на глубине  $\sim 250$  м и специальной защиты детектора. Снижение общего фона практически на три порядка позволило измерить сечения ( $\gamma$ , $\alpha$ ) реакций для среднетяжелых и тяжелых мишеней. Выходы реакций рассчитывались с использованием известной формулы активационного анализа [16,17]:

$$Y = \frac{S\lambda}{N_n N_{\gamma} \varepsilon k \eta (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3})},$$
 (2)

где  $\lambda$  постоянная радиоактивного распада 1/сек; S площадь фотопика полного поглощения данной энергии;  $N_n$  число ядер мишени на 1/см²;  $N_\gamma$  количество эквивалентных гамма квантов 1/сек;  $t_1$  время облучения;  $t_2$  время с конца облучения до начала измерения;  $t_3$  время измерения; k коэффициент поглощения  $\gamma$  квантов в мишени;  $\eta$  интенсивность  $\gamma$  переходов;  $\epsilon$  эффективность регистрации  $\gamma$  квантов в детекторе. Сложность выделения нужного канала реакции состоит в необходимости учета радиоактивного фона, образованного от распада изобар, образующихся в мишени ввиду ее натурального изотопного состава, а также от различных реакций.

### 3. Результаты и обсуждение

Энергетические и угловые распределения вылетающих альфа частиц в электрон–ядерных реакциях исследовались при энергиях до 100 МэВ в широкой массовой области [5–10]. Анализ спектров альфа частиц, вылетающих в широком диапазоне углов, проводился с учетом вкладов статистического испарения в области образования составного ядра и предравновесной эмиссии при девозбуждении. В качестве первичного взаимодействия в области энергии электронов выше 30 МэВ рассматривалась квазидейтронная модель фотопоглощения. Сравнение расчетов с экспериментальными данными показало, что для мишеней в массовой области до 60 а.е. основной выход альфа частиц характеризуется низкими энергиями и изотропным распределением, что хорошо подтверждалось статистической моделью испарения при девозбуждении ГДР. С ростом энергии падающих электронов сечение поглощения в области ГДР убывает и альфа частицы более высоких энергий, вылетающие в передние углы, в основном, рассматривались в

рамках предравновесного процесса с использованием экситонной модели и с учетом вероятности образования альфа кластеров в ядре. Авторы [5,8] отмечали, что предравновесная модель проявляется четко в реакциях на тяжелых мишенях, где вклад ГДР уменьшается за счет сдвига максимума фотонного поглощения в область более низких энергий и роста Кулоновского барьера. Статистический характер зависимости выходов реакций, сопровождающихся эмиссией о-частиц при максимальной энергии падающих фотонов ~23 МеВ, от массового числа мишеней отмечали авторы [18], где использовалась активационная методика для выделения продуктов реакций. Однако оценки, полученные в рамках статистической модели, для аналогичных данных в [19] указывают на превышение экспериментальных выходов над теоретическими расчетами в области тяжелых ядер. При обработке экспериментальных данных по выходам <sup>61</sup>Co из медной мишени натурального состава необходимо учесть вклад от реакции  $^{63}$ Cu ( $\gamma$ , 2n)  $^{61}$ Cu ( $^{63}$ Cu составляет 69% в <sup>nat</sup>Cu). Энергии некоторых гамма-переходов совпадают с переходами в <sup>61</sup>Со при распаде на <sup>61</sup>Ni. Учет периодов подураспада этих изотопов позволил разделить выходы этих продуктов. Результаты полученных оценок сравнивались с данными [20,21] в табл. З. В работе [20] вместе с выходами реакций электрорасщепления <sup>65</sup>Cu и <sup>63</sup>Cu измерялись выходы фотоядерных реакций при помещении танталового конвертора в электронный пучок. Авторы приводят выходы от электроядерных реакций и сумму выходов от реакций с фотонами и электронами. Нормировка выходов проводится по числу электронов с определенной энергией, превышающей порог реакций. Из приведенных кривых в работе [20] видно, что выход от фотоядерных реакций в несколько раз превышает выход реакций под действием электронов. Определенный вклад от электронов возможен и в наших измерениях. Отношение выходов <sup>61</sup>Co/<sup>61</sup>Cu при энергии 30 МэВ определялось исходя из данных, приведенных на рисунках работы [20] с учётом погрешностей, и приведено в табл. З. Используя активационную методику авторы [18,21] измеряли фотообразование альфа частиц в мишени 65Си при энергии электронов до 25 МэВ. В указанной области энергий в анализе спектрометрических

Табл. 3.

Отношение выходов	21 МэV	30 МэV	40 МэV
<i>Y</i> ( <sup>61</sup> Co)// <i>Y</i> ( <sup>64</sup> Cu)	$(2.8 \pm 0.3)10^{-3}$	$(3.6 \pm 0.54)10^{-3}$	$(4 \pm 0.3)10^{-3}$
<i>Y</i> ( <sup>61</sup> Co <sup>)</sup> / <i>Y</i> ( <sup>61</sup> Cu )		$(9.7 \pm 1.5)10^{-2}$	
Y( <sup>61</sup> Co)/ Y( <sup>61</sup> Cu)		~1.5 10 <sup>-1</sup> *	
(61Co+61Cu)/64Cu	~1.1 10 <sup>-2</sup>	~4.2 10 <sup>-2</sup>	

<sup>\*</sup> данные взяты из работы [20]

данных при расчете выхода <sup>61</sup>Co авторы не рассматривали вклад <sup>61</sup>Cu. В связи с этим можно предположить, что расчет сечения не точен, учитывая также, что метод минимизации, использованный для определения сечений, допускает возможность больших отклонений в зависимости от точности измерений, величины шага, интерпретации тормозного спектра. В настоящем эксперименте было учтено образование изотопа <sup>61</sup>Cu при энергии электронов 21 МэВ. В Таблице 3 приведены отношение суммарных значений выходов <sup>61</sup>Cu и <sup>61</sup>Co к <sup>64</sup>Cu.

Табл. 4. Выходы (γ, α) реакций при энергии γ квантов 21 МэВ

Мишень	Ядро-продукт	Y, мбн/экв.кв. (эксп.)	У, мбн/экв.кв. (TALYS 1.4)
<sup>65</sup> Cu	<sup>61</sup> Co	$0.12\pm0.03$	0.201
<sup>65</sup> Cu	<sup>64</sup> Cu	43±5	51.88
<sup>92</sup> Mo	<sup>88</sup> Zr	$0.28\pm0,03$	0.262
<sup>115</sup> In	<sup>111</sup> Ag	$0.0072\pm0.0003$	0.0096
<sup>207</sup> Pb	<sup>203</sup> Hg	$0.001\pm0.0001$	_

Выходы (γ, α) реакций, измеренные в настоящей работе, приведены в Табл.4,5 и на рисунке 1. Полученные данные при энергии электронов 21 МэВ указывают на убывание выхода альфа частиц с ростом массового числа ядер мишеней, что согласуется с заключением авторов [19] относительно вклада ГДР в рассматриваемый процесс. С ростом энергии фотонов отношение выходов альфа частиц при энергиях 40 МэВ и 21 МэВ для тяжелой мишени <sup>207</sup>Pb оказалось существенно больше (~10), чем для более легких ядер (~2–3 раза).

Табл. 5. Выходы (γ, α) реакций при энергии γ квантов 40 МэВ

Мишень	Ядро-продукт	Y, мбн/экв.кв. (эксп.)	<i>Y</i> , мбн/экв.кв. (TALYS 1.4)
<sup>65</sup> Cu	<sup>61</sup> Co	0.22±0.09	0.446
<sup>65</sup> Cu	<sup>64</sup> Cu	55±6	58.201
<sup>92</sup> Mo	<sup>88</sup> Zr	0.63±0.04	0.444
<sup>115</sup> In	<sup>111</sup> Ag	0.029±0.005	0.032
<sup>207</sup> Pb	<sup>203</sup> Hg	0.016±0.003	_

В области энергий ~40 МэВ процесс квазидейтронного поглощения становится доминирующим, и относительное увеличение выхода альфа-частиц в тяжелых ядрах можно объяснить изменением механизма реакции. Аналогичную зависимость отмечали авторы [2,5], предполагая двуступенчатый характер реакции. Первая стадия – квазидейтронное поглощение в области фотонных энергий

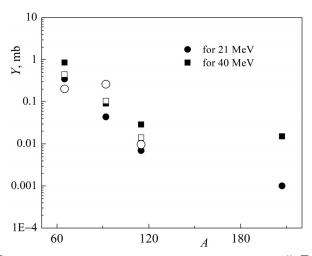


Рис.1. Зависимость выходов от массового числа мишеней. Темные и светлые кружочки — экспериментальные точки и расчеты по программе TALYS, соответственно, при энергии фотонов 21 МэВ. Темные и светлые квадраты — экспериментальные точки и расчеты по программе TALYS, соответственно, при энергии фотонов 40 МэВ.

20–50 МэВ, сечение которого носит объемный характер ( $\sim A$ ). Вторая — процесс вылета альфа частиц, в основном, поверхностного характера ( $\sim A^{2/3}$ ) в указанной области энергий. В целом, сечение может меняться в области квазидейтронного поглощения как  $\sim A^{5/3}$ .

Для сравнения полученных результатов с теоретическими расчетами был использован пакет программ TALYS 1.4, представляющий статистический процесс испарения в сочетании с предравновесной экситонной моделью для эмиссии нуклонов и легких частиц в широкой массовой области ядер и энергий налетающих частиц. Рассчитанные сечения трансформировались в выходы путем взвешивания по тормозному спектру. Тормозной спектр у квантов был рассчитан по программе GEANT-4.

Полученные расчетные значения выходов приведены в последнем столбце таблицы 2 и 3. Как видно из таблицы, теоретические расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами в массовой области мишеней  $\leq 100$  а.е. Для  $^{207}$ Pb оказалось невозможно рассчитать сечение ( $\gamma$ ,  $\alpha$ ) реакции в рамках использованного пакета программ.

#### 4. Заключение

В результате измерения выходов остаточных продуктов активационной методикой получены данные по образованию альфа кластеров в реакциях фоторождения в области энергий фотонов 21–40 MeB. Выходы альфа частиц растут в

среднетяжелых ядрах (Cu-In), в среднем в  $\sim$ 2–3 раза и почти на порядок в мишени из  $^{207}$ Pb. Учитывая возможный вклад ГДР в исследуемой области энергий, увеличение выхода альфа частиц в тяжелом ядре можно объяснить предравновесной эмиссией кластеров. Такое предположение согласуется с ранее полученными результатами при анализе энергетических и угловых характеристик вылетающих альфа частиц в реакциях, инициированных электронами и фотонами.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.S. Levinger. Phys. Lett., B82, 181 (1979); J.S. Levinger. Phys.Rev., 84, 43 (1951).
- 2. M.B. Chadwick, P. Oblozinsky, P.E. Hodfson. Phys. Rev. C, 44, 814 (1991).
- J.R. Wu, C.C. Chang. Phys.Rev. C, 16, 1812 (1977); C. Beck. Journal of Physics: Conference Series, 569, 01202-1 (2014).
- 4. A. Chevarier, N. Chivarier, A. Demeyer, et al. Phys.Rev. C, 11, 886 (1975).
- 5. A.G. Flowers, D. Branford, J.C. McGeorge, et al. Phys.Rev.Lett., 43, 323 (1979).
- 6. W.R. Dodge, R.G. Leicht, E. Hayward, E. Wolynee. Phys.Rev. C, 24, 1952 (1981).
- 7. W.R. Dodge, E. Hayward, M.N. Martins, et al. Phys.Rev. C, 32, 781 (1985).
- 8. A.G. Flowers, P.J. Thorley, L. Anthony, et al. Nucl. Phys., A429, 64 (1984).
- 9. T. Tamae, T.Urano, M. Hirooka, et al. Phys.Rev. C, 21, 1758 (1980).
- 10. L.I. Shiff, Phys.Rev., **83**, 252 (1951); С.С. Белышев, Л.З. Джилавян, Б.С. Ишханов и др. Известия РАН, Серия Физическая, **78**, 1420 (2014).
- V.Di. Napoli, et al. J. Inorg. Nuclear Chem., 40, 1619 (1978); V.Di. Napoli, et al., J. Inorj. Nuclear Chem., 38, 1 (1976).
- 12. K. Masumoto, T. Kato, N. Suzuki, Nuclear Instrument and Methods, 157, 567 (1978).
- 13. S.Y.F. Chu, L.P. Ekstrom, R.B. Firestone. http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/ The Lund/LBNL Nuclear Data Search Version 2.0, 1999.
- 14. S.A. Karamian, Preprint JINR E15-2013-93, Dubna, Rossia, 2013.
- 15. S.A. Karamian, Preprint JINR E15-2012-84, Dubna, Rossia, 2012.
- 16. А.А. Аракелян, А.Р. Балабекян и др. Ядерная Физика, 35, 518 (1982).
- 17. A.R. Balabekyan, S.V. Gaginyan, J.R. Drnoyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 51, 211 (2016).
- 18. **А.Д. Антонов, Н.П. Балабанов, Ю.П. Гангрский и др.** Препринт ОИЯИ П15-89-318, Дубна, 1989.
- 19. **Н.П.Балабанов, Х.Г.Христов, Ю.П. Гангрский и др.,** Workshop on application of microtron, 99 (1992).
- 20. M.N. Martins, E. Wolynec, M.C.A. Campos. Phys.Rev. C, 26 1936 (1982).
- Yu.P. Gangrskij, Khr.G. Khristov, F.G. Kondev et al., Acta Physica Polnica, B21, 1041 (1990).

## ՖՈՏՈՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐՈՒՄ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ 21 ԵՎ 40 ՄԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ ԱԼՖԱ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Ռ. ԲԱԼԱԲԵԿՅԱՆ, Ն.Ա. ԴԵՄՅՈԽԻՆԱ, Է. ՄԵԼՅԱՆ, Ս. ՖԱԼԹԱՋԱՆՅԱՆ, Ա. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ս.ԱՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Հ. ԳՈՒԼՔԱՆՅԱՆ, Տ. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ, Ա. Ս.ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Ֆոտոմիջուկային ռեակցիաներում ուսումնասիրվել է <sup>65</sup>Cu, <sup>115</sup>In, <sup>92</sup>Mo և <sup>207</sup>Pb թիրախներում ալֆա մասնիկների առաջացումը արագացված Էլեկտրոնների 21 և 40 ՄԷՎ Էներգիաների դեպքում։ Գիտափորձերը կատարվել են ԱԱԳԼ-ի (Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ) գծային Էլեկտրոնային արագացուցչի վրա։ Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս ուսումնասիրվող ռեակցիաների ելքերի կախվածություն միջուկների զանգվածային թվերից և ֆոտոնների Էներգիայից։ Ստացված տվյալներից կարելի է եզրակացնել, որ ալֆա մասնիկների ֆոտոծնման մեխանիզմը կախված է թիրախների զանգվածներից և ֆոտոնների էներգիայից։

# STUDY OF FORMATION OF ALPHA PARTICLES IN PHOTO-NUCLEAR REACTIONS AT THE ENERGY OF PHOTONS 21 AND 40 MEV

A.R. BALABEKYAN, N.A. DEMEKHINA, E. MELYAN, S. FALTAJANYAN, A. ALEKSANYAN, S. AMIRKHANYAN, H. GULKANYAN, T. KOTANJYAN, A.S. HAKOBYAN

The formation of alpha particles in photonuclear reactions on <sup>65</sup>Cu, <sup>115</sup>In, <sup>92</sup>Mo and <sup>207</sup>Pb targets on a beam of accelerated electrons with energies of 21 and 40 MeV was studied. Experiments were carried out on a linear electron accelerator NLA (Yerevan Physics Institute). The measurement results represent the dependence of the yields of the studied reactions on the mass number of nuclei and the photon energy. The obtained data suggest a change in the mechanism of photo-formation of alpha particles with an increase in the energy of the incident photons and the target mass.