

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 343a
Т-57

14/5-74

P4 - 7479

127/2-74

В.Д. Тонеев, С.Е. Чигринов

О РЕАКЦИИ "ПОЛНОГО РАЗВАЛА" ЯДЕР

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7479

В.Д. Тонеев, С.Е. Чигринов*

О РЕАКЦИИ "ПОЛНОГО РАЗВАЛА" ЯДЕР

* ИЯЭ АН БССР, МИНСК

1. При исследовании взаимодействий высокоэнергетических протонов с ядрами фотоэмульсии были зарегистрированы события с числом сильноионизирующих треков $n_k \geq 28$ [1-3]. Оценка уносимого при этом среднего заряда $\langle z \rangle$ дала значение, близкое к заряду средне-тяжёлого ядра фотоэмульсии; во мнению авторов работы [3], это свидетельствовало о том факте, что "остатка ядра, несущего значительный заряд и массу, нет". Изучение таких событий "полного развала" ядер представляет значительный интерес для выяснения механизма передачи ядру столь высоких возбуждений. В последнее время этот интерес ещё более возрос в связи с получением пучков релятивистских ядер и открывшейся при этом возможностью исследовать глубокие ядерные расщепления, инициируемые высокоэнергетическими ядрами.

В данной работе в рамках каскадно-испарительной модели анализируются события "полного развала" ядер фотоэмульсии под действием протонов с энергией $T = 8,6$ и 68 Гэв^x), а также глубокие ядерные расщепления, вызываемые α -частицами с энергией $T = 13,4$ Гэв. Обсуждаемые экспериментальные данные получены в различное время на ускорителе ЛВЭ ОИЯИ и ИФВЭ.

2. В основу расчётов положен вариант каскадной модели, учитывающий эффект уменьшения плотности ядерного вещества за счёт выбивания нуклонов ядра каскадными частицами (trailing-

^x) Здесь и далее T - кинетическая энергия налетающей частицы в лаб. системе координат.

-эффект)/4/. При розыгрыше каждого элементарного PN - и NN - столкновения точно выполнен закон сохранения энергии-импульса; для неупругих взаимодействий в области энергий выше 20 Гэв учтён эффект лидирующей частицы/5/. При этом ядро-мишень рассматривалась как вырожденный ферми-газ нейтронов и протонов с диффузной плотностью, параметры для описания которой взяты из опытов по рассеянию электронов. Детали и алгоритм расчёта описаны в работах/6,7/.

Медленная, "испарительная" стадия взаимодействия **рассчитывалась** на основе равновесной статистической теории. Однако в отличие от обычных расчётов (см., например, монографию/7/), когда учитываются каналы с испусканием частиц не тяжелее ${}^4\text{He}$, в данной работе учтена возможность эмиссии более тяжёлых комплексов: ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{Be}$ как в основном, так и в первом возбуждённом состоянии, распадающиеся без испускания частиц - ${}^7\text{Be}^*$, ${}^6\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}^*$. Значения параметров, использованных при расчёте испарительной стадии взаимодействия, взяты из работы/8/.

3. Прежде чем обратиться к анализу полного развала ядер, следует сделать несколько замечаний относительно степени согласия теории и эксперимента в интересующей нас области энергий для "средних" взаимодействий, т.е. для ядерных событий, отобранных без существенной дискриминации по N_d .

Для протон- и π -мезон-ядерных столкновений вблизи $T \approx 10$ Гэв каскадно-испарительная модель предсказывает средние множественности s - , g - и v - частиц^{x)},

x) Классифицируя вторичные заряженные частицы по степени проиводимой ими ионизации на лиловые, серые и чёрные (соответственно s - , g - и v - треки), мы использовали обычные критерии, принятые в фотозумльсонных работах, см., например/7/.

которые хорошо ложатся на кривые, проведенные через экспериментальные значения; хорошее согласие отдельных и для кривых спектрально-угловых распределений (см., например, рис. 10/).

В качестве иллюстрации в таблице 1 показано сравнение с результатами работы^{/I/} при $T = 9$ Гэв.

В области энергий $T \approx (60-70)$ Гэв исследование ядерных взаимодействий на ускорителях лишь начинается. Известные экспериментальные данные приведены в той же таблице I. Хотя теоретические значения для средней множественности лицевых частиц, состоящих в основном из π -мезонов, превышают экспериментальные примерно на три единицы, среднее число **сильноионизирующих** частиц $\langle n_R \rangle = \langle n_g \rangle + \langle n_B \rangle$ оказалось довольно близким к экспериментальной величине^{x)}. Последнее обстоятельство для нас особенно важно, поскольку именно число R -треков характеризует степень развала ядра-мишени.

Указанное в таблице I значение $\langle n_R \rangle$ для группы ядер HEm согласуется также с результатом недавней работы^{/12/}, где для величины $\langle n_R \rangle$ дана оценка 14,1.

Отмеченное выше расхождение в средней множественности S - частиц не может быть объяснено неточностью аппрокси-

x) Экспериментальное значение для $\langle n_g \rangle$ в протон-ядерных столкновениях при $T = 76$ Гэв^{/II/} нам представляется несколько заниженным (в работе^{/II/} не указаны точные критерии отбора); к тому же эти данные сильно отличаются от результатов, полученных для π -мезон-ядерных взаимодействий^{/10/}.

Таблица I.

Средняя множественность вторичных заряженных частиц в "средних" ядерных взаимодействиях

Реакция		$\rho + \text{HEm}$ 9 Гэв	$\pi^- + \text{HEm}$ 60 Гэв	$\rho + \text{Em}$ 76 Гэв	$\rho + \text{HEm}$ 76 Гэв
$\langle n_s \rangle$	теория	$4,1 \pm 0,2$	$14,3 \pm 0,7$	$13,5 \pm 0,7$	$15,3 \pm 0,8$
	экспер.	$3,5 \pm 0,3 / I /$	$10,2 \pm 0,3 / IO /$	$10,2 \pm 0,4 / II /$	$12,1 \pm 0,5 / II /$
$\langle n_g \rangle$	теория	$3,5 \pm 0,2$	$4,2 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,1$	$4,7 \pm 0,2$
	экспер.	$4,1 \pm 0,5 / I /$	$4,1 \pm 0,3 / IO /$	$1,4 \pm 0,2 / II /$	$2,5 \pm 0,3 / II /$
$\langle n_b \rangle$	теория	$6,1 \pm 0,3$	$5,7 \pm 0,3$	$4,4 \pm 0,2$	$6,3 \pm 0,3$
	экспер.	$6,1 \pm 0,6$	$6,2 \pm 0,5 / IO /$	$6,1 \pm 0,4 / II /$	$10,6 \pm 0,5 / II /$
$\langle n_R \rangle$	теория	$9,5 \pm 0,5$	$9,8 \pm 0,5$	$7,1 \pm 0,4$	$11,0 \pm 0,6$
	экспер.	$10,2 \pm 1,1 / I /$	$10,3 \pm 0,3 / IO /$	$7,7 \pm 0,5 / II /$	$13,1 \pm 0,7 / II /$

мации элементарного акта. Так, например, для энергии $T = 68$ ГэВ средние множественности заряженных частиц $\langle n_{\pm} \rangle$ в HEt — взаимодействиях, даваемая априорно эмпирически, $\langle n_{\pm} \rangle = 6,4 \pm 0,2^{13/}$, что прекрасно согласуется с экспериментальными данными $6,4 \pm 0,2^{13/}$. Возможно, что подобное расхождение связано с необходимостью учёта многочастичных взаимодействий.

4. В ядерных фотоэмульсиях, облученных пучком протонов с энергией $T = 8,6$ и 68 ГэВ было идентифицировано соответственно 43 и 23 звёзды с числом **сильноионизирующих** фрагментов $n_{\beta} \geq 28$. Причём в случае $T = 68$ ГэВ была выделена ещё одна группа событий с $n_{\beta} \geq 25$. Каскадно-испарительные реакции выполнены отдельно для ядер ^{80}Br и ^{108}Ag . В первом случае набиралась статистика примерно в 15–20 раз по сравнению с ядерных столкновений. Результаты для средне-объёмной ядерной фотоэмульсии HEt получались суммированием данных по ядрам Br и Ag соответственно с поправкой 0,47 и 0,13, которая определяется сечениями неупругого взаимодействия в составном использованной фотоэмульсии^{13/}. Таким образом, для группы ядер HEt число отобранных из расчёта звёзд составило пять-шесть сотен. Конкретные цифры для каждой звёздной группы указаны в таблице 2, они, в основном, и определяют статистическую точность результатов.

Вероятность "полного развала" ядра ω и средняя множественность вторичных частиц для такого процесса приведены в таблице 2. Видно, что доля звёзд с $n_{\beta} \geq 28$ составляет (3 ÷ 4)% от полного сечения неупругого взаимодействия и практически не зависит от энергии бомбардирующего протона. Обращает на себя внимание большая величина относительного

Таблица 2.

Вероятность и средняя множественность частиц в событиях "полного развала" ядер протонами

Реакция и критерии отбора	Статисти-ка обработанных соо. (расчёт)	$\omega, \%$		$\langle n_1 \rangle$		$\langle n_2 \rangle$		$\langle n_3 \rangle$		
		эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	
T=8,6 Гэв $n_1 \geq 26$	Ag	330	-	4,0	-	3,3	-	12,2	-	19,5
	Br	270	-	1,5	-	3,0	-	12,0	-	18,7
	HEM	600	$3,1 \pm 0,6$	$1,2/2,8$	$4,0 \pm 0,5$	$1,2/3,2$	$10,9 \pm 0,8$	$12,1$	$22,0 \pm 1,2$	$1,2/19,1$
T=68 Гэв $n_1 \geq 25$	Ag	422	-	7,0	-	22,0	-	14,8	-	17,4
	Ag ²⁾	143	-	6,9	-	23,4	-	13,5	-	16,7
	Br	292	-	3,9	-	21,0	-	14,4	-	16,9
	HEM	714	$5,2 \pm 0,8$	$3/5,6$	$17,9 \pm 0,7$	$3/21,5$	$13,2 \pm 0,6$	$14,6$	$15,6 \pm 0,4$	$3/17,1$
T= 68 Гэв $n_1 \geq 28$	Ag	323	-	4,8	-	22,1	-	15,4	-	18,5
	Br	233	-	3,2	-	23,1	-	15,5	-	17,2
	HEM	556	$3,0 \pm 0,7$	$3/4,1$	$17,1 \pm 0,8$	$3/22,5$	$14,2 \pm 0,8$	$3/15,5$	$15,8 \pm 0,5$	$3/17,9$

x) Данная реакция рассчитана с параметром плотности уровней $a = A/20 \text{ МэВ}^{-1}$, чтобы показать его влияние на характеристики процесса. Во всех остальных случаях использовано значение $a = A/10 \text{ МэВ}^{-1}$.

Гибкие от ядер серебра. Если, например, $n_R \approx 35$, то $\omega_{\text{пр}} \approx 0,1$ и $\omega_{\text{пр}} \approx 0,1$ при $T = 68$ ГэВ. Множественность n_R зависит от энергии T и параметра α ($n_R \approx 35$).
 $\langle n_R \rangle \approx \omega$ — все находится в хорошем согласии с данными, измеренными на опыте. Этот результат не зависит от параметризации параметра плотности урона α (ср. с результатами расчетов при $\alpha = 4/10$ и $\alpha = 4/20 \text{ МэВ}^2$; см. рис. 2). Следует подчеркнуть, что такая энергетическая зависимость величин, характеризующих степень расширения ядер на начальном возбуждении в результате прохождения через ядро системы быстрых нуклонов, является результатом **trailing** — эффекта.

Средняя множественность линейных частиц согласуется с опытом лишь при $T = 8,6$ ГэВ. Заметное расхождение в $\langle n_S \rangle$ при энергии первичного протона $T = 68$ ГэВ на является тем же самым, данным в свете того, что было сказано в пункте 3.

В хорошем согласии с опытом находятся условия распределения как быстрых (рис. 1), так и медленных (рис. 2) частиц, хотя в случае S — частиц расчет несколько превышает вклад частиц под малыми углами. Так, например, при энергии $T = 68$ ГэВ для ядер HEt имеем $\theta_{\frac{1}{2}S} = 26^\circ$ в случае, если $n_R \approx 28$, что следует сравнить с экспериментальным значением $\theta_{\frac{1}{2}S} = 30,6^\circ/3$. Интересно отметить, что угловая анизотропия медленных α -частиц полностью объясняется эффектом переносной скорости ядра-остатка (см. рис. 2).

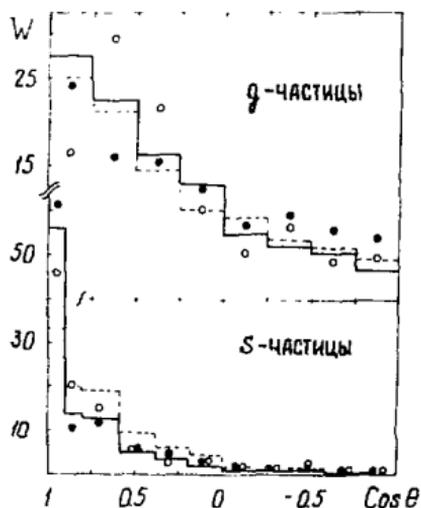


Рис. 1. Угловое распределение S - и g - частиц в событиях "полного развала" ядер при взаимодействии высокоэнергетических протонов с ядрами фотозмульсии.

Заштрихованные и светлые кружки - экспериментальные точки соответственно при $T = 68^{/3/}$ и $8,6 \text{ Гэв}^{/1-2/}$.

Сплошная и пунктирная гистограммы - расчёт при энергиях $T = 68$ и $8,6 \text{ Гэв}$.

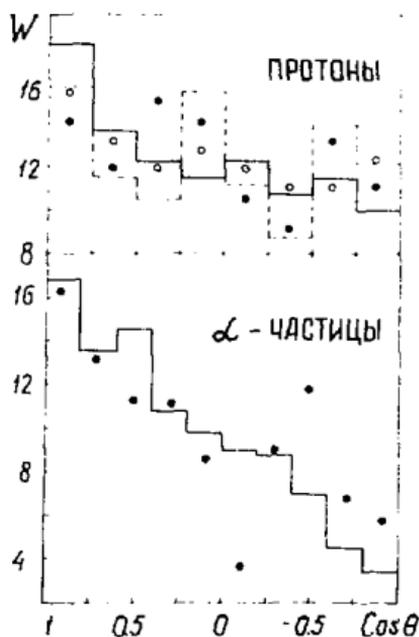


Рис. 2. Угловое распределение медленных протонов и α -частиц в реакциях "полного развала" ядер при взаимодействии высокоэнергетических протонов с ядрами фотоэмульсии
Все обозначения как на рис. 1.

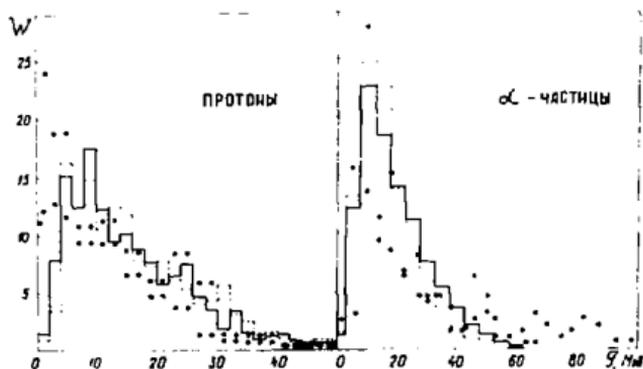


Рис. 3. Энергетические спектры протонов и α -частиц, образованных в реакциях глубокого расщепления ядер протонами с энергией $T = 68$ и $8,6$ Гэв.
Все обозначения как на рис. 1.

характеристики спектров медленных протонов^{x)} и \mathcal{L} -частиц, как это видно из рис. 3., весьма близки к экспериментальным, причем форма спектров мало меняется при переходе от энергии $T = 8,6 \text{ ГэВ}$ к значению $T = 68 \text{ ГэВ}$. Теория сильно занижает число "подбарьерных" частиц и, в частности, не предсказывает узкого пика, наблюдаемого в протонном спектре при $\mathcal{T}_p \approx 2 \text{ МэВ}$, появление которого, вообще говоря, в столь больших звездах и со столь большой вероятностью представляется несколько удивительным. Это расхождение приводит к отклонению в средних значениях энергии для вторичных протонов. В случае \mathcal{L} -частиц теория не передает "хвоста" высокоэнергетического распределения.

Некоторое недосогласие каскадно-испарительной модели вблизи зарывленных частиц вблизи значения кулоновской энергии слабо отмечено ранее для "средних" взаимодействий^{/9/}. При этом высказывалась надежда, что учёт неравновесных процессов может улучшить степень согласия с опытом. С этими же процессами может быть связано и появление в звездах высокоэнергетических \mathcal{L} -частиц.

В работах^{/1-3/} низкоэнергетические частицы были экспериментально разделены на группы с зарядом $z = 1, 2$, и ≥ 3 , что позволяет сделать минимальную оценку уносимого заряда

$$\langle z \rangle_{\text{мин}} = \sum |e_i|$$

где сумма берётся по всем b - и g -частицам.

x) Аналогично: это однозарядные частицы, энергия которых опделена в предположении, что все они являются протонами^{/3/}.

Таблица 3.

Характеристики событий "полного развала" ядер высокоэнергетическими протонами с энергий 8,6 и 68 Гэв

Реакция и критерии отбора	$\langle n_g(z=1) \rangle$		$\langle n_g(z=2) \rangle$		$\langle n_g(z=3) \rangle$		$\langle z \rangle_{\min}$		$\langle E^* \rangle$ Мэв	$\langle A_{out} \rangle$	$\langle Z_{out} \rangle$
	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.	теория			
T=8,6 Гэв Ag	-	16,2	-	3,2	-	0,14	-	35,3	750	32	16
$n_g \geq 28$ Br	-	15,8	-	2,4	-	0,52	-	34,3	800	12	6
HEM	$18,1 \pm 1 / 1,2 /$	16,0	$3,9 \pm 0,5 / 1,2 /$	2,8	-	0,30	$36 / 1,2 / 34,8$		700	23,2	11,5
T=68 Гэв Ag	-	14,5	-	2,5	-	0,32	-	35,5	700	32	16
Ag	-	12,5	-	2,9	-	1,33	-	36,6	714	28	13
Br	-	14,4	-	2,3	-	0,21	-	34,1	700	8,8	4,0
$n_g \geq 25$ HEM	$9,6 \pm 0,5 / 3 /$	14,40	$5,5 \pm 0,4 / 3 /$	2,4	$0,5 \pm 0,1 / 3 /$	0,27	$37 / 3 / 34,7$		700	21,4	10,4
T=68 Гэв Ag	-	15,7	-	2,5	-	0,29	-	37,1	770	27	13
Br	-	14,8	-	2,26	-	0,22	-	36,4	700		3
$n_g \geq 28$ HEM	$10,0 \pm 0,6 / 3 /$	15,3	$5,4 \pm 0,5 / 3 /$	2,4	$0,45 / 3 /$	0,20	$37 / 3 / 36,2$		700	11	5,4

х) См. примечание к табл. 2.

сравнение с табл. 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87, 88, 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 102, 103, 104, 105, 106, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 165, 166, 167, 168, 169, 170, 171, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 183, 184, 185, 186, 187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194, 195, 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204, 205, 206, 207, 208, 209, 210, 211, 212, 213, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 221, 222, 223, 224, 225, 226, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233, 234, 235, 236, 237, 238, 239, 240, 241, 242, 243, 244, 245, 246, 247, 248, 249, 250, 251, 252, 253, 254, 255, 256, 257, 258, 259, 260, 261, 262, 263, 264, 265, 266, 267, 268, 269, 270, 271, 272, 273, 274, 275, 276, 277, 278, 279, 280, 281, 282, 283, 284, 285, 286, 287, 288, 289, 290, 291, 292, 293, 294, 295, 296, 297, 298, 299, 300, 301, 302, 303, 304, 305, 306, 307, 308, 309, 310, 311, 312, 313, 314, 315, 316, 317, 318, 319, 320, 321, 322, 323, 324, 325, 326, 327, 328, 329, 330, 331, 332, 333, 334, 335, 336, 337, 338, 339, 340, 341, 342, 343, 344, 345, 346, 347, 348, 349, 350, 351, 352, 353, 354, 355, 356, 357, 358, 359, 360, 361, 362, 363, 364, 365, 366, 367, 368, 369, 370, 371, 372, 373, 374, 375, 376, 377, 378, 379, 380, 381, 382, 383, 384, 385, 386, 387, 388, 389, 390, 391, 392, 393, 394, 395, 396, 397, 398, 399, 400, 401, 402, 403, 404, 405, 406, 407, 408, 409, 410, 411, 412, 413, 414, 415, 416, 417, 418, 419, 420, 421, 422, 423, 424, 425, 426, 427, 428, 429, 430, 431, 432, 433, 434, 435, 436, 437, 438, 439, 440, 441, 442, 443, 444, 445, 446, 447, 448, 449, 450, 451, 452, 453, 454, 455, 456, 457, 458, 459, 460, 461, 462, 463, 464, 465, 466, 467, 468, 469, 470, 471, 472, 473, 474, 475, 476, 477, 478, 479, 480, 481, 482, 483, 484, 485, 486, 487, 488, 489, 490, 491, 492, 493, 494, 495, 496, 497, 498, 499, 500, 501, 502, 503, 504, 505, 506, 507, 508, 509, 510, 511, 512, 513, 514, 515, 516, 517, 518, 519, 520, 521, 522, 523, 524, 525, 526, 527, 528, 529, 530, 531, 532, 533, 534, 535, 536, 537, 538, 539, 540, 541, 542, 543, 544, 545, 546, 547, 548, 549, 550, 551, 552, 553, 554, 555, 556, 557, 558, 559, 560, 561, 562, 563, 564, 565, 566, 567, 568, 569, 570, 571, 572, 573, 574, 575, 576, 577, 578, 579, 580, 581, 582, 583, 584, 585, 586, 587, 588, 589, 590, 591, 592, 593, 594, 595, 596, 597, 598, 599, 600, 601, 602, 603, 604, 605, 606, 607, 608, 609, 610, 611, 612, 613, 614, 615, 616, 617, 618, 619, 620, 621, 622, 623, 624, 625, 626, 627, 628, 629, 630, 631, 632, 633, 634, 635, 636, 637, 638, 639, 640, 641, 642, 643, 644, 645, 646, 647, 648, 649, 650, 651, 652, 653, 654, 655, 656, 657, 658, 659, 660, 661, 662, 663, 664, 665, 666, 667, 668, 669, 670, 671, 672, 673, 674, 675, 676, 677, 678, 679, 680, 681, 682, 683, 684, 685, 686, 687, 688, 689, 690, 691, 692, 693, 694, 695, 696, 697, 698, 699, 700, 701, 702, 703, 704, 705, 706, 707, 708, 709, 710, 711, 712, 713, 714, 715, 716, 717, 718, 719, 720, 721, 722, 723, 724, 725, 726, 727, 728, 729, 730, 731, 732, 733, 734, 735, 736, 737, 738, 739, 740, 741, 742, 743, 744, 745, 746, 747, 748, 749, 750, 751, 752, 753, 754, 755, 756, 757, 758, 759, 760, 761, 762, 763, 764, 765, 766, 767, 768, 769, 770, 771, 772, 773, 774, 775, 776, 777, 778, 779, 780, 781, 782, 783, 784, 785, 786, 787, 788, 789, 790, 791, 792, 793, 794, 795, 796, 797, 798, 799, 800, 801, 802, 803, 804, 805, 806, 807, 808, 809, 810, 811, 812, 813, 814, 815, 816, 817, 818, 819, 820, 821, 822, 823, 824, 825, 826, 827, 828, 829, 830, 831, 832, 833, 834, 835, 836, 837, 838, 839, 840, 841, 842, 843, 844, 845, 846, 847, 848, 849, 850, 851, 852, 853, 854, 855, 856, 857, 858, 859, 860, 861, 862, 863, 864, 865, 866, 867, 868, 869, 870, 871, 872, 873, 874, 875, 876, 877, 878, 879, 880, 881, 882, 883, 884, 885, 886, 887, 888, 889, 890, 891, 892, 893, 894, 895, 896, 897, 898, 899, 900, 901, 902, 903, 904, 905, 906, 907, 908, 909, 910, 911, 912, 913, 914, 915, 916, 917, 918, 919, 920, 921, 922, 923, 924, 925, 926, 927, 928, 929, 930, 931, 932, 933, 934, 935, 936, 937, 938, 939, 940, 941, 942, 943, 944, 945, 946, 947, 948, 949, 950, 951, 952, 953, 954, 955, 956, 957, 958, 959, 960, 961, 962, 963, 964, 965, 966, 967, 968, 969, 970, 971, 972, 973, 974, 975, 976, 977, 978, 979, 980, 981, 982, 983, 984, 985, 986, 987, 988, 989, 990, 991, 992, 993, 994, 995, 996, 997, 998, 999, 1000.

В табл. 1-10 приведены для отобранного по η_R класса событий значения средней энергии возбуждения $\langle E^* \rangle$ в ядре остаточной стадии взаимодействия, а также средние значения табличного $\langle A_{ост} \rangle$ и зарядового $\langle \frac{Z}{Z_{ост}} \rangle$ чисел для остаточного ядра (уже после испарительной стадии). Как следует из этих результатов, при отборе событий с $\eta_R \geq 28$ остаточное ядро, в среднем, обладает ещё значительной массой около 10^2 нуклонов массовых единиц^{х)}

х) Предполагая, что зарядовое распределение в больших звёздках остаётся таким же, как и в "средних" взаимодействиях, в работе^{/3/} для ядер HEm была сделана оценка среднего уносимого заряда, который оказался равным 41, т.е. фактически остаточного ядра нет. При этом авторы использовали для средней множественности рождающихся α -частиц и фрагментов значения, полученные в опытах с антипротоном^{/19/}. Если воспользоваться соответствующими величинами из протон-ядерных взаимодействий при $T = 3$ ГэВ, приведёнными в той же работе^{/19/}, то для среднего уносимого заряда получим вполне разумную величину 38,6, которая, согласуясь с нашими расчётами, показывает, что $\langle Z \rangle_{min}$ является неплохой оценкой для $\langle Z \rangle$.

Таблица 4.

Характеристики "среднего" взаимодействия и реакции глубокого расщепления ядер под действием высокоэнергетических α -частиц и протонов при одинаковой кинетической энергии на нуклон 3,34 Гэв

Реакция	Критерии отбора	$\omega, \%$	$\langle n_c \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_f \rangle$	$\langle Z \rangle_{\min}$	$\langle E^* \rangle_{\text{МэВ}}$	$\langle A_{\text{ост}} \rangle$	$\langle Z_{\text{ост}} \rangle$
$\alpha + \text{Ag}$	$n_R \geq 28$	6,1	5,2	13,5	18,9	35,9	758	32,3	15,5
	$n_R \geq 25$	9,9	5,4	12,2	17,6	33,3	696	36,9	17,7
	все n_R	100	4,8	4,4	7,5	-	-	-	-
$\alpha + \text{Br}$	$n_R \geq 28$	2,6	5,6	13,3	18,1	34,2	725	9,9	5,1
	$n_R \geq 25$	4,5	5,5	12,6	16,4	31,7	669	15,0	7,5
	все n_R	100	4,6	3,6	5,8	-	-	-	-
$p + \text{Ag}^x)$	$n_R \geq 28$	0,21	0,60	8,2	20,6	34,0	655	34,1	16,3
	$n_R \geq 25$	0,76	0,55	7,7	18,6	30,7	678	40,7	19,4
	все n_R	100	1,50	3,0	5,3	-	-	-	-

x) Из 1162 рассчитанных неупругих столкновений было найдено 18 и 5 событий соответственно с $n_R \geq 25$ и $n_R \geq 28$. В реакции $p + \text{Br}$ при этом же значении энергии не оказалось ни одного события с $n_R \geq 25$ в выборке из 1547 ядерных взаимодействий.

5. Предварительные результаты облучения ядер фотоэмульсии пучком α -частиц с кинетической энергией $T = 13,4$ Гэв доложены в работе /20/. При просмотре эмульсионной стопки было обнаружено 28 звёзд с числом k -треков $n_k \geq 28$, что приводит к оценке вероятности образования таких звёзд $\omega = 5,7 \pm 1,3$ %.

Используя каскадную модель для описания неупругого взаимодействия α -частицы с ядром, развитую в работе /21/ и базирующуюся на точно тех же предположениях, что и каскадная часть расчётов данной работы (см. пункт 2), мы провели вычисления для случаев столкновения высокоэнергетической α -частицы с ядрами серебра и брома. При этом схема и параметры расчёта испарительной стадии остались без изменения.

Результаты этих расчётов приведены в табл. 4. Исходя из этих данных, для вероятности образования в фотоэмульсии звёзд с $n_k \geq 28$ получаем $\omega = 4,5 \pm 0,4$ %, что в пределах статистических ошибок находится в хорошем согласии с опытом. Дифференциальные угловые и энергетические распределения для g - и v -частиц близки к соответствующим характеристикам для протон-ядерных расщеплений.

Интересно сопоставить характеристики протон- и α -ядерных столкновений при одной и той же энергии на первичный нуклон. Как видно из табл. 4, при переходе от "среднего" взаимодействия к событиям с $n_k \geq 25$ или ≥ 28 различие в средней множественности S - и g -частиц становится заметнее,

хотя значения $\langle n_g \rangle$ довольно близки друг к другу. Но особенно яркое различие наблюдается для вероятности процессов глубокого расщепления: при одинаковой энергии на нуклон вероятность событий с $n_g \geq 28$ на порядок ниже в отличие, когда ядро бомбардируется протонами. Следует заметить, что при энергии $T = 3,36$ Гэв средние множественности $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_p \rangle$ для столкновений протонов с ядрами серебра еще не достигли "насыщения", поэтому можно ожидать, что при сравнении данных по ядерным взаимодействиям протонов и α -частиц в области энергии, скажем, > 5 Гэв/нуклон, указанное различие будет выражено слабее.

6. Таким образом, рассмотренный вариант каскадно-испарительной модели позволит объяснить основные характеристики процесса глубоко ядерного расщепления, их энергетическое поведение и абсолютную величину в реакциях под воздействием высокоэнергетических протонов и α -частиц. Отмеченные выше расхождения в средней множественности релятивистских частиц $\langle n_g \rangle$ непосредственно связаны с дальнейшим совершенствованием модели, с учётом таких явлений, когда с одним нуклоном мишени одновременно взаимодействуют несколько каскадных частиц. Другим аспектом многочастичных взаимодействий является возможность того, что вторичные частицы, образованные во внутриядерном столкновении, благодаря взаимному влиянию могут иметь сечения взаимодействия, отличные от сечений для свободных частиц. На этот эффект указывает анализ экспериментов по когерентной генерации частиц на ядрах^{/22/}.

Для улучшения согласия с опытом характеристик низкоэнергетической компоненты продуктов "полного развала" ядра, в частности, зарядового распределения вторичных частиц, необходимо принять во внимание процессы неравновесного испускания частиц.

Мы благодарны К.Д. Толстому за полезное обсуждение вопросов, затронутых в данной статье.

Литература:

- I. В.С. Барашенков, В.А. Беляков, Ван Цу-фень, В.В. Глаголер, Н. Далхажав, Л.Ф. Кириллова, Р.М. Лебедев, В.М. Мальцев, П.К. Марков, К.Д. Толстов, Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранова, Яо Цин-де. Препринт ОИЯИ, Р-331, Дубна, 1959.
2. К.Д. Толстов. Препринт ОИЯИ Р1-2016, Дубна, 1965 г.
3. К.Д. Толстов, Р.А. Хонжухамедог. Препринт ОИЯИ, Р1-6897, Дубна, 1973.
4. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, В.Д. Тонеев. Ядерная физика, 13, 743 (1971).
5. В.С. Барашенков, С.М. Елисеев, С.Е. Чигринов. Сообщения ОИЯИ, Р2-6022, Дубна, 1971; в сб. Квантовая теория систем многих частиц, Изд-во АН Молд. ССР, Кишинёв, 1973;
S.M.Eliseev, V.G.Grishin, Sh.V.Inogamov, J.M.Kohli.
Communications JINR E2-6976, Dubna (1973).
6. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Сообщения ОИЯИ Р2-4065, Р2-4066, Дубна, 1968; в сб. Квантовая теория многочастичных систем. Изд-во АН Молд. ССР, Кишинёв, 1970.
7. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, 1972.
8. I.Dostrovsky, Z.Fraenkel, P.Rabinovitz. *Phys.Rev.* 118, 791 (1960)
9. В.С. Барашенков, А.С. Ильинов, Н.М. Соболевский, В.Д. Тонеев. УФН, 109, 91, (1973).
10. N.Daljkzhav, G.S.Shabratova, K.D.Tolstov. *Nucl.Phys.* 40, 190 (1972).
11. Э.С. Такибаев, Э.Г. Боос, Г.Я. Руськина. ДАН СССР, 200, 1074 (1971).
12. Г.С. Дека, К. Патхак, Х.К. Сарна. ЯФ, 17, 660 (1973).

13. Алма-Ата-Дубна-Краков-Ленинград-Москва (ОМАН и МГУ)-
-Ташкент-Улан-Батор (сотрудничество). Препринт ОИЯИ,
PI-6504, Дубна, 1972 г.
14. В.С. Барашенков, С.И. Елисеев. Яд. Физ. 18, 196 (1973).
15. S.M.Eliseev, J.M.Kohl. Preprint JINR E2-6697, Dubna
(1972).
16. J.J.Griffin. Phys.Rev.Lett. 17, 478 (1966).
17. M.Blann. Phys.Rev.Lett. 27, 337 (1971); 28, 757 (1972);
Preprint C00-3494-4, Rochester, 1972.
18. G.D.Harp, J.M.Miller, Phys.Rev. C3, 1847 (1971);
G.H.Harp, J.M.Miller, B.J.Berne. Phys.Rev. 165, 1166(1968)
19. S.Katkov. Phys.Rev. 157, 1126 (1967).
20. Х.М. Абдо, Н. Далхажаев, Дж. А. Саламов, Э. Силеш,
Г.Я. Сун-Цзин-Ян, К.Д. Толстов, М. Тотова, И. Тучек,
Р.А. Хошмухамедов, Г.С. Шабратова. Сообщения ОИЯИ
PI-7217, Дубна, 1973.
21. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, Ф.Г. Шереги, А.С. Ильинов,
В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-6195, Дубна, 1971;
Яд. Физ. 17, 434 (1973).
22. C.Vemprad, W.Beusch, A.C.Mellissinos, E.Polgar, D.
Websdale, J.D.Wilson, J.P.Dufey, K.Freudenreich, R.Frosh,
F.X.Gentit, P.Muhleman, J.Godling, J.G.Lee, M.Letheren,
G.Bellini, M. de Corato, G.Vegni. Nucl.Phys. B33,
397 (1971); B42, 627 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1973 года.