

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-219

P15-95-219

М.З.Максимов*, Р.Г.Салуквадзе*, З.Е.Чиковани*

ОБ ОЦЕНКАХ СРЕДНЕЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БЫСТРЫХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Сухумский физико-технический институт им. И.Векуа

1995

I. При прохождении высокоэнергетичных частиц через вещество наряду с отдельными актами взаимодействия при определенных условиях возникают лавинные образования — направленные струи различных частиц, например: носителей зарядов в твердотельных и газовых счетчиках [1], электронно-фотонные ливни в атмосфере и мишенях [2], каскадные нуклоны в ядерной материи [3-4], нейтронные потоки в электроядерном методе [5]; общая адронизация в $p\bar{p}$ - и e^-e^+ -взаимодействиях [6] и др. Эти процессы весьма сложны, многостадийны и трудно поддаются строгому теоретическому описанию и построению адекватных математических моделей без дополнительных упрощающих предположений. Для этих целей чаще всего используются статистические модели, а процессы образования струй описываются стохастическими уравнениями Фоккера-Планка-Колмогорова (ФПК) [7-8]. Причем такие процессы оказываются близкими к нормальным, когда отдельные параметры, характеризующие соответствующие распределения, можно сравнивать с экспериментом. Такими величинами являются, прежде всего, средняя множественность \bar{n} и ее дисперсия — ширина распределения. Их вычисление в зависимости от энергий падающих частиц также сопряжено с большими трудностями, хотя в отдельных областях в изменении характерных параметров обнаруживается определенный скейлинг. В настоящей работе предпринята попытка получить масштабно-инвариантные зависимости такого рода для более широких энергетических областей.

Обратимся сначала к вычислению средней множественности при сравнительно низких энергиях $E_a < 1$ ГэВ, когда, с одной стороны, образованием π -мезонов можно пренебречь, с другой — имеются последовательные асимптотические оценки эффективности различных ядерных реакций.

Вопросам получения и вычисления продуктов ядерных реакций посвящена обширная литература (см., например, [4; 9-10] и библиографию к ним). Однако во многих ранних работах ограничивались либо энергиями падающих частиц до $30 \div 50$ МэВ, либо сравнительно тонкими мишенями, когда выходы составляли $10^{-2} \div 10^{-6}$ на одну падающую частицу.

В работах [4-11] получены соотношения для вычисления этих величин. Показано, что для достижения наибольшего выхода из толстых мишеней предпочтительнее использовать протоны (выход $\sim Z_a^2 \cdot a^{-3/4}$, где Z_a и a — заряд и массовое число падающей частицы). Этот эффект еще более усиливается для циклических ускорителей [12].

С ростом энергии падающих частиц увеличивается и многообразие ядерных процессов [5, 10]: развитие внутриядерного каскада и испарение частиц, в частности нейтронов, рождение π -мезонов и др. Интерес к этим исследованиям возрос

и в связи с изучением возможностей электроядерного метода генерации нейтронов π -мезонов и др. в массивных блоках тяжелых элементов [13].

Для расчета всех стадий протекания ядерных реакций разработаны достаточно эффективные методы, в основе которых лежат случайные испытания [5], которые удовлетворительно описывают экспериментальные данные в пределах разброса входных параметров. Они позволяют оценивать выходы из массивных мишеней с учетом ионизационных потерь, замедления, поглощения и размножения нейтронов [14]. Однако эти методы трудоемки, их реализация требует сверхбыстродействующих ЭВМ, они доступны ограниченному кругу исследователей. Кроме того, трудно проследить за влиянием различных параметров и установить характерные безразмерные величины (скейлинговые режимы) и т.п. Поэтому представляет интерес получить простые аналитические соотношения для изучения ядерно-атомных взаимодействий в толстых мишенях. Такая попытка была предпринята в работах [4; 15].

2. Основными характеристиками взаимодействия заряженных частиц с веществом являются удельные потери энергии на возбуждение ядер и на ионизацию и возбуждение атомов, т.е.

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ат}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ял}}. \quad (1)$$

Причем потери на возбуждение ядра слабо зависят от энергии, и в наиболее существенной области $100 \leq E_a \leq 1000$ МэВ приближенно можно положить:

$$U_a \approx G a A^{1/2} \left(\frac{E_a}{1000 a}\right)^{1/4}, \quad (2)$$

где a и A — массовые числа падающей частицы и ядра-мишени соответственно, E_a — энергия в МэВ и $G \simeq (7 \div 9)$ МэВ. Неопределенность в этом коэффициенте обусловлена, главным образом, экспериментальными ошибками в сечениях нуклон-нуклонных взаимодействий.

Удельные ядерные потери энергии равны:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ял}} = N_A \cdot \pi R_A^2 U_a \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \quad (3)$$

где N_A — число атомов в мишени в 1 см^3 ; $R_A = r_0 A^{1/3}$ — радиус взаимодействия падающей частицы с ядром; $r_0 = (1,3 \div 1,5)$ ф. В последующих расчетах будем полагать $G \approx 8$ МэВ и $r_0 \approx 1,41$ ф.

Далее, обработка соотношения пробег-энергия [16] для ионизационных потерь на атомах (см. также [4]) дает:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ат}} \approx N_A \frac{Z_A^2}{8 \cdot 10^{20}} \left(3/2 \cdot 10^{-19}\right) \cdot \left(\frac{a Z_a}{E_a}\right)^{3/4} \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \quad (4)$$

где Z_A — заряд ядра-мишени.

Количество испаренных нейтронов определяется прежде всего энергией, идущей на возбуждение ядерного вещества в массивном образце толщиной R , т.е.

$$V = \int_0^R \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ял}} \cdot dx = \int_0^{E_a} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ял}} \frac{dx}{dE} \cdot dE. \quad (5)$$

С учетом (1), (3-4) получим

$$V = E_a \varphi(\eta), \quad (6)$$

где введены обозначения:

$$\varphi(\eta) = 1 - \frac{1}{\eta} \ln(1 + \eta); \quad (7)$$

$$\eta = \frac{G}{8} \left(\frac{R_A \cdot 10^{13}}{1,41 \cdot A^{1/3}} \right) \cdot \frac{E_a}{E_1}; \quad (8)$$

$$E_1 = \frac{1}{7} \cdot 10^2 \cdot \frac{Z_a^2 \cdot Z^{3/4}}{A^{7/6}}. \quad (9)$$

Из (6-7) видно, что $\varphi < 1$ и характеризует долю энергии, идущей на возбуждение ядерной материи.

Далее, средняя энергия, уносимая одним испаренным нейтроном, равна:

$$E_n \approx \bar{\varepsilon}_n + 2\tau; \quad (10)$$

$$2\tau = 4/2 \left(\frac{U_a}{A} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

где $\bar{\varepsilon}_n$ — средняя энергия связи нейтрона в ядре и $\lambda/2 \sim \left(\frac{1}{\sqrt{10}} \div \frac{1}{\sqrt{20}} \right)$ — известный параметр плотности уровней. В последующих расчетах будем полагать $\lambda = 0,55 \text{ МэВ}^{-1/2}$, как и в [4; 11], что примерно соответствует среднему его значению.

В случае же массивного блока определенная доля μ -нейтронов может замедлиться и поглотиться внутри мишени. Кроме того, в делящихся материалах возможно их размножение с коэффициентом ν . Здесь следует отметить, что при больших энергиях возбуждения в делящихся ядрах сначала идет испарение нейтронов до энергии возбуждения [10; 17], а затем происходит деление с образованием $2,0 \div 2,5$ нейтронов. При этом, с одной стороны, энергия возбуждения $\sim 20 \text{ МэВ}$ соответствует примерно двум нейтронам, с другой — спектры деления при высоких энергиях возбуждения близки к спектрам испарения. Поэтому суммарное количество нейтронов можно приближенно принять равным $(U_a - 2\bar{E}_n)/\bar{E}_n + 2$, т.е. как и для неделящихся ядер.

Таким образом, полное количество нейтронов, рожденных и поглощенных в массивном блоке (или вышедших из блока), будет равно

$$n_{tot} \approx \frac{V}{E_a} \cdot C \cdot \mu \cdot \nu = \frac{E_a}{\bar{E}_n + 4/2(\frac{U_a}{A})^{1/2}} \cdot \varphi(\eta) \cdot C_n \cdot \mu \cdot \nu, \quad (12)$$

где для вылетевших нейтронов необходимо заменить $\mu \rightarrow (1 - \mu)$; C_n характеризует конкуренцию испускания нейтронов и заряженных частиц [4]. В случае же протонов:

$$C_n \approx \prod_{i=1}^{\bar{n}} \frac{1}{1 + (\Gamma_p/\Gamma_n)_i}; \quad (13)$$

$$(\Gamma_p/\Gamma_n)_i \approx \exp \left\{ -\frac{\lambda}{2} \left(\frac{A-i}{U_a + \bar{E}_n - i\bar{E}_n} \right)^{1/2} \cdot (\varepsilon_{pi}^{*q} - \varepsilon_n) \right\}. \quad (14)$$

Отметим, что в произведении (13) существенную роль играет лишь один множитель. Ибо для тяжелых ядер $(\Gamma_p/\Gamma_n) \ll 1$ и $C_n \approx 1$, а в случае же легких ядер испускается сравнительно малое число нейтронов, когда знаменатель в (14) существенно возрастает уже после испускания первого нейтрона.

3. Сравним теперь полученные соотношения с известными расчетами [13-14] и экспериментальными данными [18-19].

Предварительно следует отметить, что более строго вместо формулы (12) следовало бы писать:

$$\bar{n}_{tot} \approx \int_0^{E_a} \frac{(dE/dx)_{ад}}{(dE/dx)_{ад} + (dE/dx)_{ат}} \cdot \frac{C_n(2\tau) \cdot \mu(2\tau) \cdot \nu(2\tau)}{E_n(2\tau)} \cdot dE, \quad (15)$$

тогда явная зависимость C_n , μ , ν и \bar{E}_n от энергии падающих частиц (см. (2) и (11)) оказывается весьма слабой. Поэтому их можно вынести за знак интеграла в точке $E = E_a$, где подынтегральное выражение принимает наибольшее значение. В результате возвращаемся к формуле (12). Об этом свидетельствуют также более точные расчеты [13], когда вводится понятие входного спектра нейтронов, характерные особенности которого слабо зависят от энергии первичных частиц и рода мишени. Основные зависимости от этих параметров содержатся в первых трех множителях (12), при $\mu = 1$ и $\nu = 1$ следует величина

$$n \equiv n_T = \frac{E_a}{E_n} \varphi(\eta) \cdot \bar{C}_n, \quad (16)$$

которую можно назвать теоретическим пределом возможностей электроядерного метода генерации нейтронов. Величина этого предела зависит от радиального параметра, энергии Ферми, глубины потенциальной ямы, эффективных сечений взаимодействия внутриядерных нуклонов и параметра плотности уровней.

На рис. 1 представлена зависимость n_T от энергии падающего протона и типа мишени. При этом не учитывалась возможность испускания протона ($C_n \approx 1$ для $A > 60$).

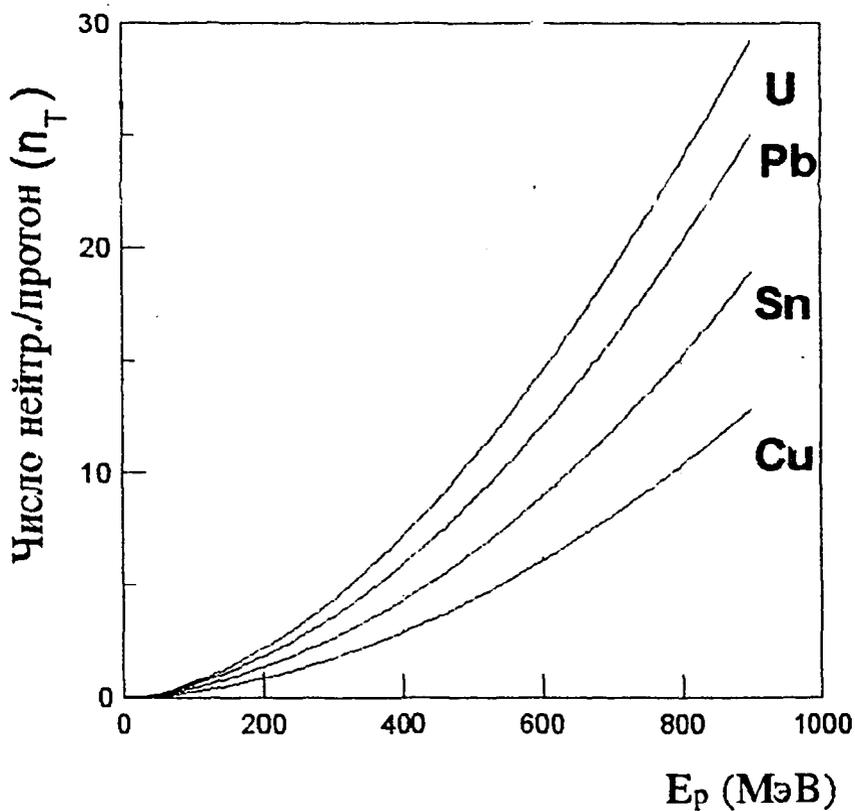


Рис.1 Зависимость выхода нейтронов от энергии протона и типа толстой мишени при $\eta=1$, $\nu=1$ и $C_n=1$

Как видно из (7-9) и (12-14), основными параметрами мишени являются: $E_1 \sim A^{7/6} \cdot Z_A^{3/4}$; ε_n и $\varepsilon_p^{\text{эф}} = \varepsilon_p + B_p^{\text{эф}}$, где ε_n и ε_p определяются по таблицам масс ядер, эффективный кулоновский барьер B_p по формулам работ [4; 9-11]. Причем первый из указанных параметров характеризует конкуренцию в потерях энергии на возбуждение ядер и ионизацию атомов, а величина $(\varepsilon_p^{\text{эф}} - \varepsilon_n)$ — конкуренцию в потерях энергии на испарение нейтронов и протонов соответственно. Изменение указанных параметров при переходе от легких к тяжелым ядрам представлено в таблице 1.

Таблица 1

Тип мишени Параметр	Ni	Cu	Sn	Pb	U
$7 \cdot 10^2 A^{7/6} \cdot Z_A^{3/4}$	0,66	0,72	0,99	1,32	1,40
E_1 (ГэВ)	1,52	1,39	1,02	0,76	0,72
ε_n (МэВ)	10,8	9,6	8,3	7,5	6,3
$\varepsilon_p - \varepsilon_n$	0,5	3,0	8,3	10,5	11,6

Из этой таблицы и рис. 1 видно, что переход к легким ядрам существенно снижает выход нейтронов. Из таблицы 1 и формул (13)-(14) также следует, что для мишеней тяжелее меди энергия возбуждения ядер в основном снимается нейтронами ($\varepsilon_n < \varepsilon_p^{\text{эф}}$), т.е. испарением заряженных частиц можно пренебречь. Для легких же мишеней возможна существенная конкуренция между испарением нейтронов и протонов. Так, уже для никеля $\varepsilon_n \approx \varepsilon_p^{\text{эф}}$ и по одной этой причине число испаренных нейтронов уменьшится примерно в два раза.

Далее, при непосредственном сравнении с экспериментом оказывается $\mu \neq 1$ и $\nu \neq 1$. Эти величины можно позанимствовать из теории замедления и размножения нейтронов в веществе при средней энергии нейтронов 2τ (или многогрупповое рассмотрение спектра испарения). Они существенно зависят от геометрии мишени. Поэтому, не вдаваясь в детали замедления и размножения, μ и ν можно определить из условия нормировки (с учетом экспериментальных и теоретических данных) при $E_n = 500$ МэВ.

На рис. 2 приведены результаты расчета по формуле (12) при $\mu \approx 1,0$ и $\nu \approx 3,0$ для делящихся сред (внутренний выход) и на рис. 3 — для неделящихся сред (внешний выход), когда $\nu \approx 1,0$ и $\mu \rightarrow (1 - \mu) \approx 0,9$. Из рисунков прежде всего видно, что полученные здесь энергетические зависимости удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными и другими расчетами для неделящихся сред. Для делящихся сред наши результаты лучше согласуются с экспериментальными данными, чем расчеты (14-15). Следует при этом отметить, что в последних расчетах не совсем ясно влияние параметра плотности уровней на выход нейтронов из массивных блоков. Из (12) видно, что изменение этого параметра от $\lambda/2 = 1/\sqrt{10}$ до

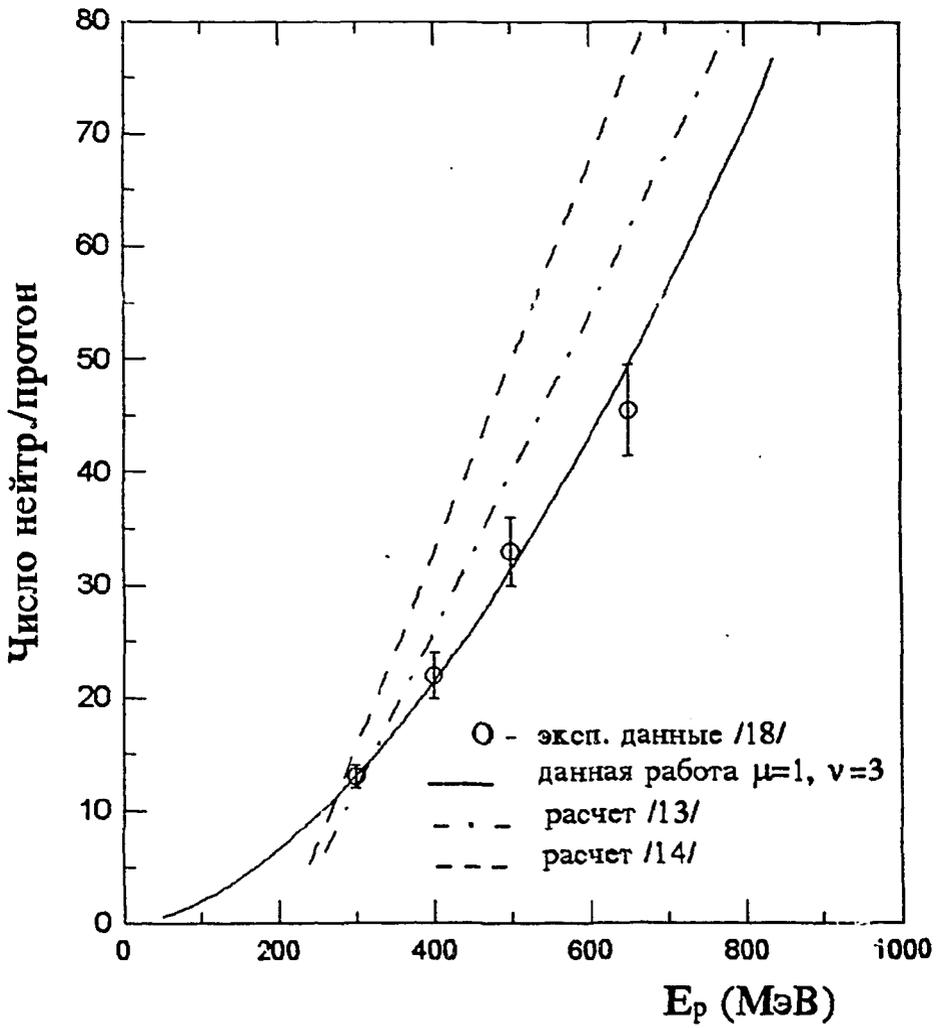


Рис.2 Зависимость внутреннего выхода нейтронов от энергии протонов для массивного блока естественного урана

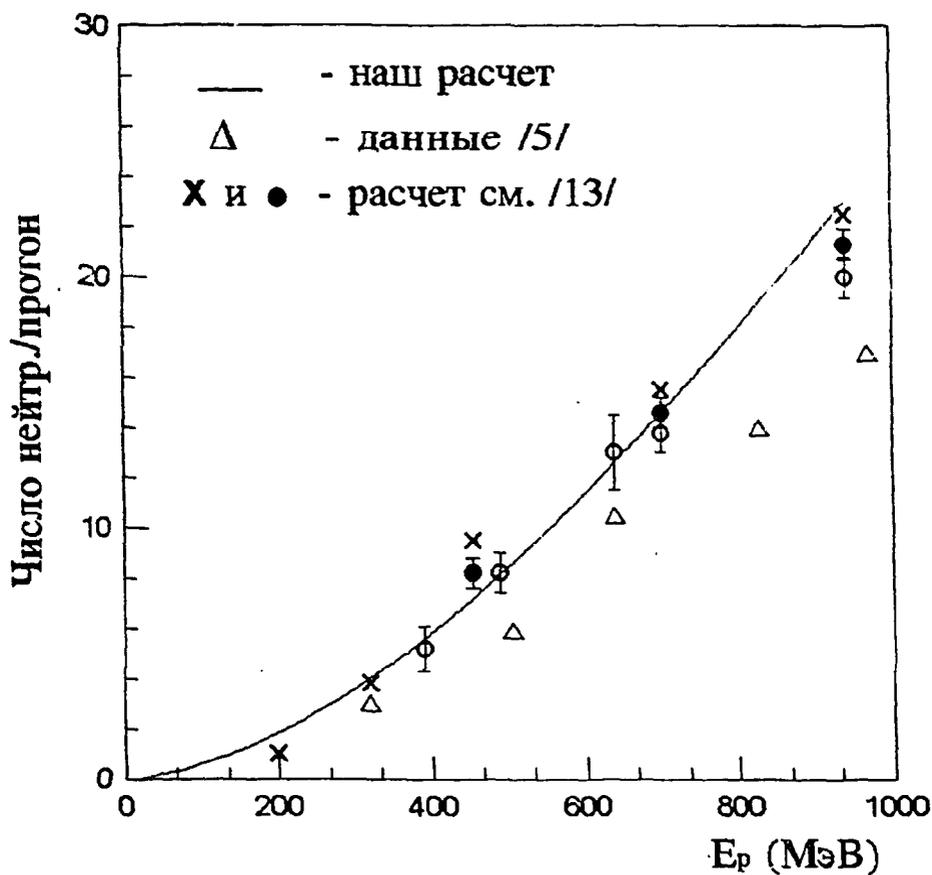


Рис.3 Зависимость внешнего выхода нейтронов от энергии протонов для массивного блока свинца

$\lambda/2 = 1/\sqrt{20}$ приводит к понижению выходов на $10 \div 20\%$ как для массивных, так и для тонких мишеней тяжелых элементов.

4. В ряде работ [13-14] обсуждается перспективность использования более тяжелых падающих ядер для снижения ионизационных потерь. Нетрудно заметить, что основной параметр $\eta \sim Z_a^{-2}$ и $\varphi(\eta) \ll 1$. В этих же работах изучались возможности взаимодействия дейтронов и показано увеличение выхода нейтронов в $1,4 \div 1,1$ раза для делящихся сред.

Взаимодействие дейтронов с ядрами несколько отличается от протонов. Так, радиус взаимодействия для дейтронов несколько больше $R_A \rightarrow R_{Ad} \rightarrow R_A(1 + 0,8/A^{1/3})$ [4; 10], а наличие дифракционного расщепления приводит к понижению сечения поглощения дейтронов [4]:

$$\sigma \approx \pi R_{Ad}^2 \left(1 - \frac{0,6}{\alpha R_{Ad}}\right). \quad (17)$$

Однако оценки показывают, что эти эффекты взаимно компенсируются, и можно считать

$$\sigma_a \approx \pi R_{Ad}^2, \quad (18)$$

как и для протонов.

Дополнительное увеличение выхода частиц возможно за счет ядерного и кулоновского расщепления. Суммарное сечение этих процессов равно [4]:

$$\sigma_{n,p} = 0,88 \pi \frac{R_A^2}{\alpha} + \pi \frac{e^4 \cdot Z_A^2}{E_a \cdot \varepsilon_d}, \quad (19)$$

где e — заряд электрона, ε_d — энергия связи дейтона.

На рис. 4 представлены результаты расчета $\sigma_{n,p}$ по формуле (19) вместе с экспериментальными данными [20-23] при $E_a = 190$ МэВ. Откуда видно их удовлетворительное согласие. Поэтому эти результаты могут быть использованы для оценок дополнительного выхода нейтронов при более высоких энергиях, т.е.

$$\begin{aligned} n_2 &= \int_0^{E_a} \sigma_{n,p} \cdot 2n_T(E/2) \cdot N_d \frac{dx}{dE} \cdot dE \approx \\ &\approx \frac{E_a}{U_a} \int_0^1 \left\{ 2,7 \frac{1}{A^{1/3}} + \frac{Z_a^2}{A^{2/3} \cdot E_a \varepsilon_a} \right\} \frac{\eta}{1 + \eta t} \cdot 2n_T \left(\frac{E}{2} t \right) dt, \quad (20) \end{aligned}$$

где U_a определяется из (2) при $a = 2$, $n_T(E/2)$ — выход от протонов и нейтронов срыва (см. также (12)), так что для полного выхода нейтронов при взаимодействии дейтронов с толстыми мишенями имеем:

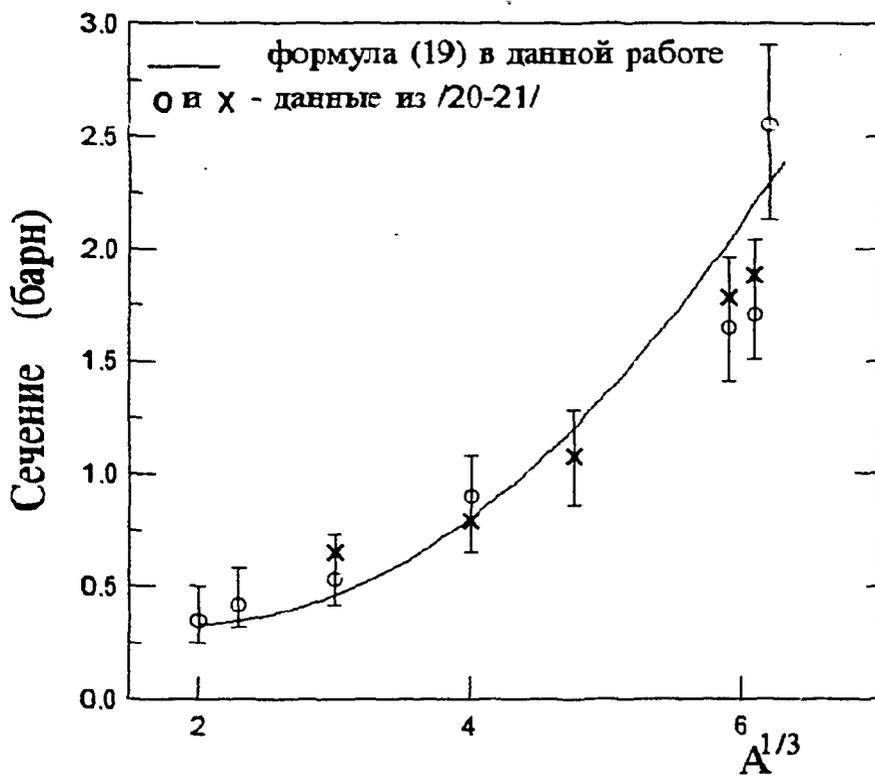


Рис.4 Сечение освобождения нейтрона (протона) в зависимости от типа мишени при $E_n=190$ МэВ

$$n_{\alpha} \approx n_T \left\{ 1 + \frac{n_2}{n_T} - \frac{2\tau(a^{3/8} - 1)}{\bar{\epsilon}_n + 2\tau \cdot a^{3/8}} \right\}. \quad (21)$$

Здесь появление последнего слагаемого связано с увеличением средней энергии возбуждения ядер, которое составляет $0,10 \div 0,15$. Непосредственные вычисления также показывают, что при $E_1 < 1$ ГэВ (где справедливы указанные выше соотношения) $n_2/n_T \approx 0,10 - 0,20$, т.е. для неделиющихся сред $n_p \approx 1,0 \div 1,1$, несмотря на более сложный характер взаимодействия дейтронов с ядрами. Об этом свидетельствуют как экспериментальные данные [12], так и расчеты [13-14].

5. Представляет определенный интерес сравнение полученных здесь результатов с данными для тонких мишеней, т.е. выход нейтронов на один протон и одно ядерное взаимодействие. Эта величина, очевидно, равна:

$$\Delta n \approx \bar{C}_n \frac{U_{\alpha}}{E_n} + \frac{N - N_0}{2}, \quad (22)$$

где последнее слагаемое — число каскадных нейтронов, которое согласно расчетам работы [15] равно $0,6 \div 1,2$. Вычисления по формуле (22) для различных мишеней и энергий также удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [22-23]. Причем согласие улучшается, если использовать одну и ту же величину радиального параметра $r_0 \approx 1,41$ f. В указанных работах обработка экспериментальных данных для выхода нейтронов осуществлялась при $r_0 \approx 1,25$ f.

Для иллюстрации на рис. 5 приведены данные при $E_p = 660$ МэВ в зависимости от типа мишени. Отсюда видны наибольшие отклонения для урана, которые могут быть частично объяснены условиями эксперимента. Например, поперечные размеры мишени (б) в опытах [23] достаточно велики и эффективная длина взаимодействия нейтрона с ядрами урана составляет примерно 2б.

Возможно также многократное прохождение через мишень нейтронов из окружающей водяной оболочки. Все это приводит к дополнительному увеличению числа (более одного) нейтронов. Уменьшение же выхода на никеле обусловлено, прежде всего, конкуренцией с испарением протонов. Здесь особо следует остановиться на сравнении расчетов с экспериментальными данными для легких ($\bar{\epsilon}_n \gtrsim \epsilon_p^{3\phi}$) многоизотопных ядерных мишеней. Все известные экспериментальные данные по выходу нейтронов получены на естественных смесях изотопов, ядерные характеристики которых могут существенно отличаться. После выбивания каскадных нуклонов остающиеся изотопы также существенно отличаются по своим свойствам. Поэтому учет конкуренции весьма затруднителен. Кроме того, для легких ядер отсутствует резкая граница между каскадной и испарительной стадиями (число каскадных нуклонов сравнимо с испарительными). В случае же тяжелых ядер, когда $\bar{\epsilon}_n < \epsilon_p^{3\phi}$ и число испарительных нейтронов существенно превышает число каскадных, указанные выше эффекты сглаживаются.

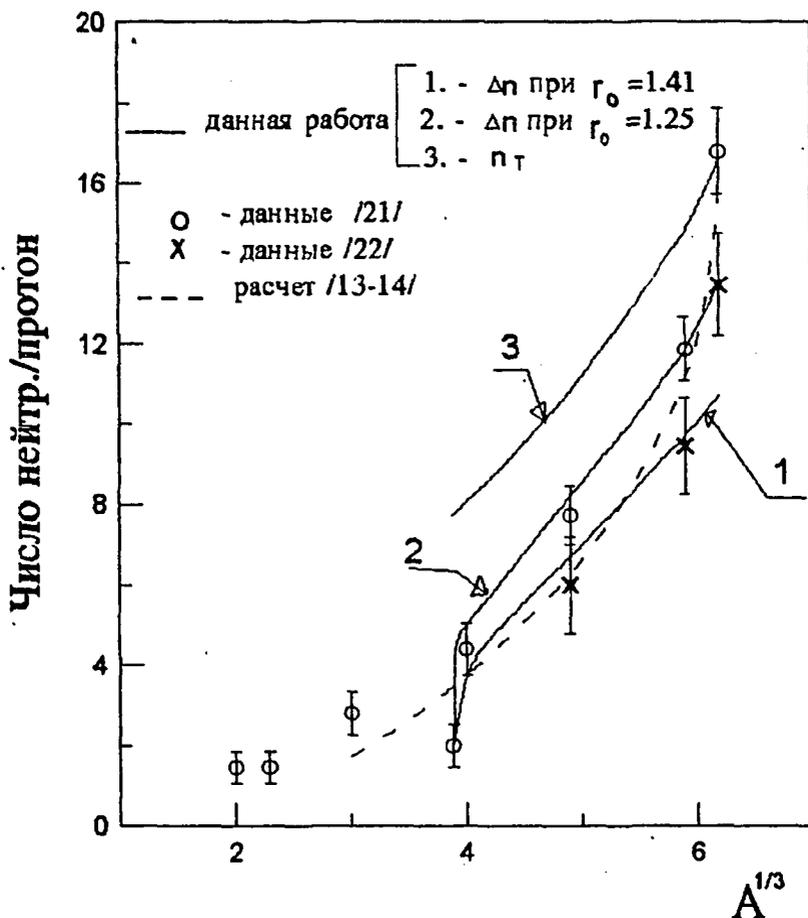


Рис.5 Зависимость выхода нейтронов из толстых и тонких мишеней от типа мишени при $E_p = 660 \text{ МэВ}$

На рис. 5 приведены также полные выходы n_T из соответствующих толстых мишеней, сравнение которых с тонкими показывает, что для тяжелых ядер ($A > 60$) наиболее эффективными оказываются первые одно-два ядерных столкновения, ибо $n_T/\Delta n \lesssim 1,5$. По этим причинам предлагаемые здесь соотношения удовлетворительно описывают соответствующие экспериментальные данные.

6. До сих пор подробно рассматривались сравнительно низкие энергии падающих частиц $-E_n = \sqrt{S} < 1$ ГэВ, когда средняя множественность относилась к нейтронам. Теоретическое значение средней множественности обладает следующей масштабной инвариантностью:

$$\begin{aligned} n &\equiv n_T = \frac{E_n}{E_n} \cdot C_n \left\{ 1 - \frac{E_1}{E_n} \ln\left(1 + \frac{E_n}{E_1}\right) \right\} \approx \\ &\approx \frac{E_n}{E_n} \cdot \frac{E_n}{E_n + 2E_1} \cdot C_n. \end{aligned} \quad (23)$$

Последнее равенство получено с помощью приведенного метода сращивания асимптотических решений (ПМС) [24] без учета потерь энергии на образование π -мезонов при $E_n > 0,4$ ГэВ. Однако для $E_n > 1$ ГэВ доли упругих внутриядерных столкновений хотя и уменьшается, но энергии возбуждения будет частично компенсироваться пионами, образованными во внутриядерных взаимодействиях, количество которых с ростом энергии существенно возрастает.

В случае pp -соударений на встречных пучках, когда формально в (7-9) и (23) надо положить $Z_A = 0$ и $\varphi = 1$, ионизационные потери на атомах будут близки к нулю. Однако эквивалентом таких потерь становится явление уменьшения энергии возбуждения образовавшегося комплекса за счет испускания лидирующих частиц (протонов), т.е. доля энергии, идущей на адронизацию, по сравнению с первичной будет также уменьшаться. К сожалению, последовательные теоретические оценки таких "ионизационных" потерь пока отсутствуют. В упрощенной же теории каскадных явлений их заменяют введением критической энергии $E_{кр}$ (см., например, [2-3]), которая является дополнительным параметром. Вместе с тем, нетрудно заметить, что значение соответствующих средних множественностей оказывается близким к приведенным выше оценкам выхода нейтронов в массивных мишенях.

В самом деле, основной вклад (около 80%) в среднюю множественность дают π -мезоны со средней энергией $E_n \approx (0,4 \div 0,5)$ ГэВ, а доля энергии, уносимой лидирующими частицами (эффективные "ионизационные потери"), учитывается так называемым коэффициентом неупругости:

$$K_0 \approx 1 - \frac{\Delta}{E_n}, \quad (24)$$

тогда средняя множественность была бы равной:

$$\bar{n} \approx \frac{E_a}{E_\pi} \left(1 - \frac{\Delta}{E_a}\right), \quad (25)$$

что по структуре близко к первым двум множителям второй формулы (23). С другой стороны, это означает, что теоретическую степень адронизации при больших энергиях можно вычислить по формуле (23) при соответствующем подборе параметров $\bar{E}_n \rightarrow \bar{E}_\pi$ и E_1 и т.д.

Однако измеряемыми и обсуждаемыми в литературе являются лишь заряженные компоненты множественности \bar{n} , т.е. не учитываются нейтральные фрагменты, например, π^0 и др. адроны. Это означает, согласно формуле (23), что надо учитывать возможную конкуренцию испускания таких частиц возбужденными комплексами, т.е. вводить сомножители типа C_n , μ и т.д. для нуклонной материи. Однако к настоящему времени замкнутая теория таких явлений, подобная размножению нейтронов в толстых образцах [5], отсутствует. Поэтому оценки соответствующей множественности осуществляются феноменологически (см., например, [26]) с использованием, в основном, качественных теоретических оценок и экспериментальных данных для установления определенных закономерностей и различных асимптотических режимов (скейлингов). Например, при pp , $\bar{p}p$ - и e^+e^- -взаимодействиях для средней множественности было установлено, что она обладает дополнительной автомодельностью по параметру K (число элементарных составляющих взаимодействующих частиц) [27], т.е.

$$n_{ch} - n_0 \approx f\left(\frac{\sqrt{S}}{K}\right), \quad (26)$$

где $n_0 = 1$ и $K = 1$ для e^+e^- и $n_0 \approx 2,57$ и $K = 3$ для pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействий.

Далее, на основе статистической модели ядерных взаимодействий (она лежала в основе всех оценок нейтронности в предыдущих пунктах), можно показать [6; 25], что автомодельная функция $f(Z)$ в (26) должна обладать асимптотикой:

$$f(Z) \approx \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^\nu \quad (27)$$

при $Z < \sqrt{200}$ ГэВ.

С другой стороны, из КХД [6; 7] при $Z \gg \sqrt{200}$ ГэВ следует

$$f(Z) \approx \left(\frac{Z}{Z_1}\right)^{-p} \ln\left(\frac{Z}{Z_2}\right). \quad (28)$$

В (27) и (28) Z_0 , Z_1 и Z_2 - масштабные параметры, а показатели степеней ν и p подбираются с учетом экспериментальных данных.

Теперь с помощью ПМС (см. Приложение) можно последовательно срastить эти два асимптотических режима в одно выражение:

$$f(Z) = \left(\frac{Z_2}{Z_0}\right)^\nu \cdot \left(\frac{Z}{Z_2}\right)^{-p} \cdot \ln\left\{1 + \left(\frac{Z}{Z_2}\right)^{p+\nu} \left[1 + \left(\frac{Z}{Z_2}\right)^\mu\right]^{1-\frac{p+\nu}{\mu}}\right\}, \quad (29)$$

где

$$\mu = \left(\frac{Z_1}{Z_2}\right)^p \cdot \left(\frac{Z_0}{Z_2}\right)^\nu. \quad (30)$$

На рис. 6 для иллюстрации представлена эта зависимость вместе с экспериментальными данными, откуда видно их удовлетворительное согласие во всем допустимом интервале изменения инвариантной энергии.

Пунктирные линии соответствуют асимптотическим режимам (27) и (28). Здесь следует также отметить, что приведенный метод сращивания ПМС позволит уточнить масштаб-инвариантное соотношение (29) за счет других режимов, установленных в будущих экспериментах [27].

Помимо этого, сравнение (29) позволяет оценить конкуренцию или сечения испускания других неучтенных компонент адронизации.

Последние оценки этого пункта относились к экспериментам на встречных пучках элементарных частиц, когда ионизационные потери равны нулю ($\varphi = 1$). Однако для покоящихся мишеней и особенно при обработке экспериментальных данных $n(pA)$ -взаимодействий (A - массовое число ядра мишени) в ядерных импульсах эти потери неизбежны [3; 10]. Они конкурируют с передачей энергии ядерным нуклонам [15]. Этим явлением частично можно объяснить зависимость средней множественности от массового числа ядер, ибо

$$\bar{n}_{ch} \sim K\varphi \left(\frac{E_a}{E_1}\right), \quad (31)$$

а в остальном имеют место независимые ядерные взаимодействия с отдельными нуклонами [3-4; 29-30].

Параметр мишени E_1 изменяется от 1,4 (G/8) ГэВ для Cu до 0,7 (G/8) ГэВ для U (см. Таблицу 1), причем $G \approx 8 \div 9$ из условия передачи энергии возбуждения ядру. В случае же передачи импульса внутриядерным нуклонам по потенциалу Юкавы [11] $G \approx 50$ МэВ. Так что $E_1 \approx (5 \div 10)$ ГэВ, т.е. еще при $E_a = (200 - 400)$ ГэВ ионизационные потери могут играть заметную роль.

7. Таким образом, вычислена средняя доля энергии падающих частиц, идущая на возбуждение ядер в толстых мишенях. Получены простые соотношения для оценки нейтронной множественности в зависимости от энергии падающих частиц и типа мишени. Установлены параметры автомодельности и показано, что наибольший выход нейтронов дают протоны и дейтроны. Результаты удовлетворительно согласуются с расчетами по методу Монте-Карло и экспериментальными данными $E < 1$ ГэВ и могут быть применены для вычисления средней множественности в pp , $p\bar{p}$ -и e^-e^+ -столкновениях в области высоких энергий $E_a \gg 1$ ГэВ. На основе ПМС найден

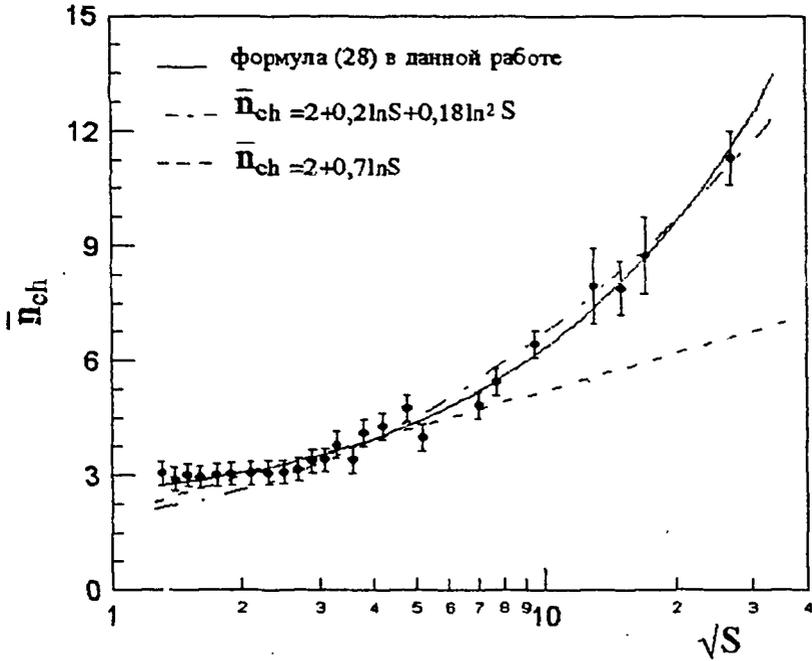


Рис.6 Зависимость средней множественности от инвариантной энергии

обобщенный скейлинг множественности заряженных частиц во всей области изменения инвариантной энергии \sqrt{S} .

Полученные результаты могут быть полезными при конкретных вычислениях в атомной и ядерной физике и физике высоких энергий.

Авторы сердечно благодарны Румянцеву В.С., Будагову Ю.А., Хубуа Д.И. за внимание к работе; Тихомировой Н.И. и Минашвили И.А. за помощь при оформлении статьи.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Асимптотики автомодельной функции $f(Z)$ в наиболее общем виде можно представить в виде [30]

$$f(Z) = \begin{cases} (Z/Z_0)^\nu, & Z \rightarrow 0, \\ (Z/Z_1)^{-p} \ln\left(\frac{Z}{Z_2}\right), & Z \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (\text{П.1})$$

Если ввести обозначения:

$$\begin{aligned} Z &= U Z_2 & \text{и} \\ \mu &= (Z_1/Z_2)^p (Z_0/Z_2)^\nu. \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

то П.1 можно переписать в виде

$$f(Z) = (Z/Z_0)^\nu L, \quad (\text{П.3})$$

где

$$L = \begin{cases} 1, & u \rightarrow 0, \\ \mu u^{-(p+\nu)} \cdot \ln u, & u \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (\text{П.4})$$

Производя замену переменных $u^\mu = y$, функцию \bar{L} получаем в виде

$$L = \begin{cases} 1, & y \rightarrow 0 \\ y^{-\frac{p+\nu}{\mu}} \ln y, & y \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (\text{П.5})$$

Если теперь L представить в виде одной функции типа:

$$L = y^{-\frac{p+\nu}{\mu}} \ln \{1 + \Psi\}, \quad (\text{П.6})$$

тогда очевидно, что

$$\left(\Psi y^{-\frac{p+\nu}{\mu}}\right) / \left(1 - \frac{p+\nu}{\mu}\right) = \begin{cases} 1, & y \rightarrow 0, \\ y, & y \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (\text{П.7})$$

При применении приведенного метода сращения [24] будем иметь:

$$\Psi = y^{\frac{p+\nu}{\mu}} (1+y)^{1-\frac{p+\nu}{\mu}}. \quad (\text{П.8})$$

Тогда с учетом введенных обозначений из П.3 и П.6 окончательно для $f(Z)$ получаем:

$$f(Z) = \left(\frac{Z_2}{Z_0}\right)^\nu \cdot \left(\frac{Z}{Z_2}\right)^{-p} \cdot \ln \left\{ 1 + \left(\frac{Z}{Z_2}\right)^{p+\nu} \left[1 + \left(\frac{Z}{Z_2}\right)^\mu \right]^{1-\frac{p+\nu}{\mu}} \right\}, \quad (\text{П.9})$$

Литература

1. К. Као, В. Хуанг. Перенос электронов в твердых телах. М., Мир, 1984, в двух частях. 352 с., 318 с.
2. С.З. Беденький. Лавинные процессы в космических лучах. Госатомиздат, М., 1984.
3. Г. Мессел. Физика космических лучей. Под ред. Дж. Вильсона. т. II. гл. III. ИИЛ. М., 1956.
4. М.З. Максимов. Препринт И'ЭФ. М., 1965; *ЖЭТФ*, 1957, т. 33, с. 1412; Труды Всесоюзной конференции по применению изотопов и ядерных излучений. АН СССР, М., 1956.
5. В.С. Барашенков. *УФН*, 1973, т. 109, с. 91.
6. Ю.П. Никитин, И.П. Розенталь. Теория множественных процессов. М., Атомиздат, 1976. 273 с.
7. К.В. Кардинер. Стохастические методы в естественных науках, М., Мир, 1986. 528 с.
8. P. Carruthers, C. Shif, The Phenomenological Analysis of Hadronic Multiplicity Distributions, LA.UR-87-1655.
9. Y.K. Tai, et al., *Phys. Rev.*, 1958, v. 109, p. 2086.
10. И.А. Парфилов, О.В. Ложкин, В.И. Остроумов, Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий, Изд. АН СССР, М.-Л., 1962.
11. Д.Е. Хулелидзе, В.А. Чихладзе, М.З. Максимов, В.Г. Онуфриев, *ЖЭТФ*, 1964, т. 47, No 8, с. 393.
12. Р.Г. Васильков и др. *А'Э*, 1970, т. 29, с. 151.
13. В.С. Барашенков. Ядерно-физические аспекты электроядерного метода, Сообщение ОИЯИ, ч. I-II, Дубна, 1977.
14. В.С. Барашенков, В.Д. Тонсеев, С.Е. Чагирев, *А'Э*, 1974, т. 37, с. 475; 1973, т. 35, с. 163.
15. М.З. Максимов, *ЖЭТФ*, 1959, т. 36, с. 322; Известия АН СССР, сер. физ. 1962, т. 26, с. 1179.
16. М.З. Максимов, *ЖЭТФ*, т. 37, с. 129.
17. И.И. Бондаренко и др. Труды второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (доклад советских ученых) ч. I, М., 1959, с. 438.
18. Р.Г. Васильков и др. *А'Э*, 1978, т. 44, с. 329.
19. Р.Г. Васильков и др. *А'Э*, 1968, т. 25, с. 479.
20. L. Shecter, W. Crandall et al., *Phys. Rev.*, 1953, v. 90, p. 633; 1954, v. 94, p. 1086; 1955, v. 95, p. 1268.
21. W. Klopf, *Phys. Rev.*, 1950, v. 81, p. 687.
22. M. Bercovitch, *Phys. Rev.*, 1960, v. 119, p. 412.
23. Р.Г. Васильков и др. *ЯФ*, 1968, т. 7, с. 88.

24. А.Н. Кашии, Т.М. Кварацхелия, М.З. Максимов, З.Е. Чиковани, ТМФ, 1989, т. 78.
Z. Chikovanì, L. Jonkovazky, M. Maximov, F. Pasaronì, Nuovo Cimento, 1990, v. 130, No 2.
25. Е.Л. Фейнберг, УФН. 1971, т. 104, No 4, с. 539.
26. Л.Л. Енковский, Т.М. Кварацхелия, Б.В. Струминский, З.Е. Чиковани, Геометрическая модель множественного рождения адронов. В сб.: "Физика много-частичных систем". АН Украины, Киев, Наукова Думка, 1990.
Z. Chikovanì, et al., Preprint DFTT 28/ТИ/89 Torino, 1989.
27. П.В. Шляпников, Препринт ИФВЭ-92-1, Протвино, 1992.
28. R. Serber, Phys. Rev., 1947, v. 72, p. 1114.
29. M.L. Goldberger, Phys. Rev., 1948, v. 74, p. 1209.
30. М.З. Максимов, З.Е. Чиковани, О.А. Шария, Препринт СФТИ-88-4, Москва, ЦНИИатоминформ-1988, 9 с.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 мая 1995 года.