

ФИЗИКА

Г. В. Бадалян

Наблюдение быстрых дейтронов в системе
магнитного спектрометра с двумя камерами Вильсона

В 1954 г. Арагацской высокогорной лабораторией по изучению космических лучей, на высоте 3200 м над уровнем моря, была осуществлена установка, состоящая из магнитного спектрометра сочлененного с 2-мя большими прямоугольными камерами Вильсона [1].

Наличие такого прибора позволяло исследовать не только частицы, идущие из воздуха, но также частицы локально генерированные в веществе одной из камер. Непрерывная эксплуатация этого прибора в течение последующих лет показала, что с его помощью можно получить ценные сведения относительно механизма генерации заряженных космических частиц, в частности π и K мезонов, протонов, дейтронов и т. д.

В настоящей работе приведены некоторые экспериментальные результаты по исследованию дейтронов космического излучения, полученные на такой установке.

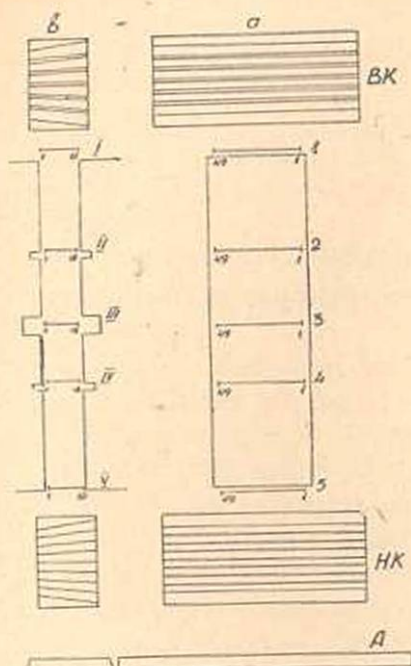
1. Описание прибора

Прибор (фиг. 1) состоит из 3-х основных узлов [1—3]:

1. магнитный спектрометр;
2. нижняя камера Вильсона (Н. К.);
3. верхняя камера Вильсона (В. К.).

Магнитный спектрометр большой разрешающей силы служит для измерения импульсов заряженных космических частиц. Он состоит из большого электромагнита, создающего в межполюсном пространстве размерами $100 \times 30 \times 12$ см однородное магнитное поле вплоть до 19000 гаусс, и фотоскопической системы счетчиков („Телескоп“), расположенной в этом поле. На фиг. 1 приведен разрез прибора в 2-х взаимно перпендикулярных проекциях. Телескоп состоит из пяти рядов тонкостенных счетчиков Гейгера-Мюллера (1—5, проекция α) диаметром 4,6 мм, позволяющих установить пять точек круговой траектории частицы, а следовательно радиус траектории и импульс ($p = 300$ Нр). Ряды 1—5 (т. н. координатные) содержат каждый по 49 счетчиков, приключенных к соответствующим электронным ячейкам с выходными неоновыми лампочками. Кроме того, дополнительно имеются

5 рядов счетчиков (I—V, проекции *b*) т. н. продольные ряды, позволяющие одновременно фиксировать прямолинейную проекцию траектории в плоскости, параллельной магнитному полю.



Фиг. 1.

Измерения проводились при напряженности поля 4500 гаусс. Точность измерения импульса определялась в основном конечными диаметрами счетчиков, рассеянием в стенках счетчиков и незначительными колебаниями магнитного поля. Формула для определения относительной среднеквадратичной ошибки импульса такова (p в единицах $\frac{e\hbar}{c}$):

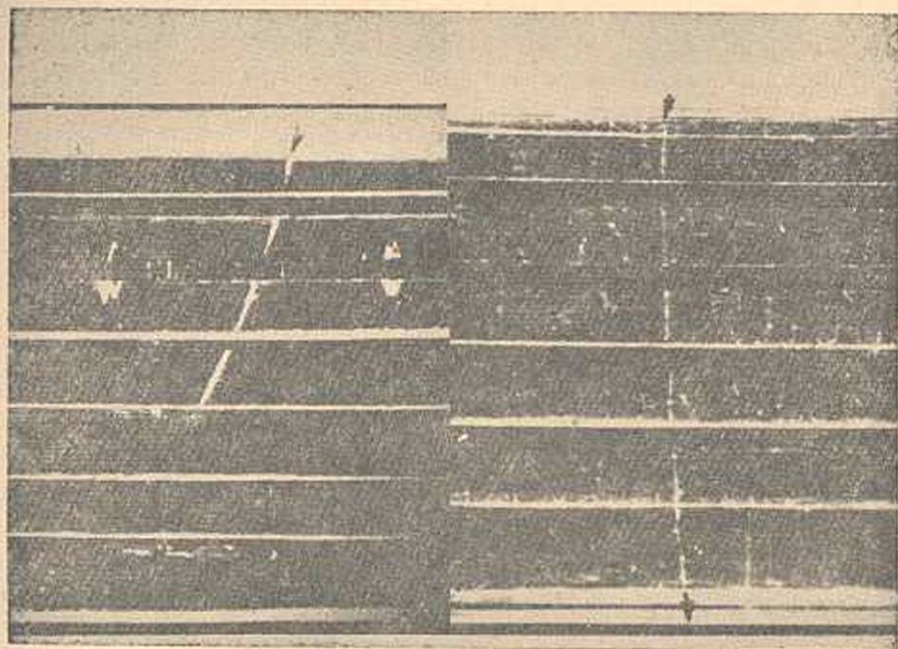
$$\sigma_p = \sqrt{(9,15 \cdot 10^{-11} p)^2 + \left(\frac{0,0262}{\beta}\right)^2 + 0,025^2} \quad (1)$$

Например, дейтроны с импульсами 7×10^8 , 9×10^8 , 11×10^8 и 14×10^8 имеют соответственно ошибки 10,15%, 10,5%, 11,6%, 13,7%, а протоны имеют соответственно—8,15%, 9,4%, 10,9% и 13,4%.

Выходя из магнитного поля, частица попадает в расположенную под полюсами магнита большую прямоугольную многопластинную камеру Вильсона [3] размерами $600 \times 280 \times 180$ мм, служащую для наблюдения остановок (ионизационных или неионизационных) заряженных частиц в веществе камеры. Внутри освещенной области камеры имеются 7 свинцовых пластин толщиной 0,7 см, а также 2 медные 2-х мм пластины.

Если характер остановки частицы ионизационный (с явным ужирением следа к концу пробега, см. фиг. 2а), то по числу пройденных пластин определяется остаточный ионизационный пробег частицы r , а зная заодно и импульс p , можно вычислить массу μ . Интервал пробегов, в котором отбирались ионизационные остановки частиц соответствовал 1,2—5,4 см Pb (с учетом тонкой дюралевой крышки камеры). Точность измерения остаточного пробега почти целиком определяется конечной толщиной пластин: вклад многократного рассеяния, а также флуктуации ионизационных потерь и многократного рассеяния ничтожны для тяжелых частиц и ими можно пренебречь.

Относительная среднеквадратичная ошибка пробега при данной толщине пластин 0,7 см такова:



Фиг. 2.

$$\sigma_r = \frac{0,2}{r} \quad (r \text{ в см Pb}). \quad (2)$$

Если в интересующем нас интервале импульсов разумно аппроксимировать кривую „импульс—пробег“ зависимостью вида $\frac{r}{\mu} = A \left(\frac{p}{\mu} \right)^n$, то решая ее относительно массы, получим удобную формулу для вычисления ошибки в массе. Для протонов и дейтронов, остановившихся в вышеуказанном интервале пробегов, параметр $n \approx 3,0$, относительная среднеквадратичная ошибка в массе, выраженная ошибками импульса и пробега будет:

$$\sigma_p = \sqrt{2,25 \sigma_p^2 + 0,25 \sigma_r^2}. \quad (3)$$

Например, дейтрон со средним импульсом $9 \times 10^8 \frac{\text{эВ}}{c}$ и пробегом 3 см Pb имеет ошибку массы 16,1%, протон со средним импульсом $5,45 \times 10^8 \frac{\text{эВ}}{c}$ и пробегом 3 см Pb имеет ошибку 12%. Такая точность позволяет хорошо разделить дейтроны от протонов (см. ниже массовый спектр).

Под нижней камерой расположен ряд счетчиков антисовпадений, позволяющий регистрировать только частицы, которые останавливаются сами или вместе со своими вторичными продуктами в веществе нижней камеры.

До входа в магнитное поле частица проходит через верхнюю прямоугольную камеру Вильсона таких же размеров, как и нижняя.

В освещенной области верхней камеры крышка и дно имеют толщину $\sim 1,0$ см (латунь), а внутри камеры установлены 5 свинцовых пластин толщиной каждая 1 см и 2 медные пластины по 2 мм толщиной. Таким образом мы имеем возможность наблюдать траекторию частицы до того, как она пройдет через магнитный спектрометр и остановится в нижней камере. Если частица, зарегистрированная установкой, выходит из освещенной области верхней камеры, то можно будет обнаружить звезду, в которой она зародилась, или установить, что она пришла извне. Эффективность наблюдения в верхней камере существенно зависит от импульса частиц [4]. Она значительна для тяжелых частиц (90%) и очень мала для медленных мезонов (22%), большинство которых выходит из торцевых частей верхней камеры и сначала проходит через неосвещенные зоны.

Запуск установки и регистрация кадра производится управляющим импульсом, образованным благодаря совпадению импульсов в координатных рядах 1, 3, 5 и при отсутствии импульса с ряда анти-совпадений (1+3+5-A).

Загорания неоновых лампочек и изображения в камерах Вильсона фотографируются отдельными фотоаппаратами на киноплёнке и, после сопоставления, «сшивания» кадров, поступают на отбор и обработку.

II. Отбор траекторий протонов и дейтронов, спектр масс

При помощи установки, описание которой приведено выше, мы произвели регистрацию траекторий большого числа частиц, испытавших остановку в Н. К., в частности протонов и дейтронов.

Для отбора траекторий были применены следующие критерии:

- а) в плоскости магнитного отклонения траектория частицы имеет по крайней мере четыре точки, укладывающиеся на окружность.
- б) в перпендикулярной плоскости траектория содержит не менее 3-х точек, лежащих на прямой.

в) частица останавливается в пределах освещенной зоны нижней камеры, причем место и характер остановки не вызывают сомнений.

Для большей достоверности характера торможения, остановки в камере брались начиная со 2-ой 7 мм пластины до 7-ой пластины включительно; таким образом можно было легко отделить ионизационные остановки частиц от неионизационных-ядерных, а также от случаев ухода частицы в стекло или толстую часть дна.

Приведенные выше критерии отбора обеспечивают высокую достоверность траектории частицы, такие траектории мы условно относим к I сорту.

Если траектории имеют только 3 точки в плоскости а), или 2 точки в плоскости б), или же характер и место остановки вызывают

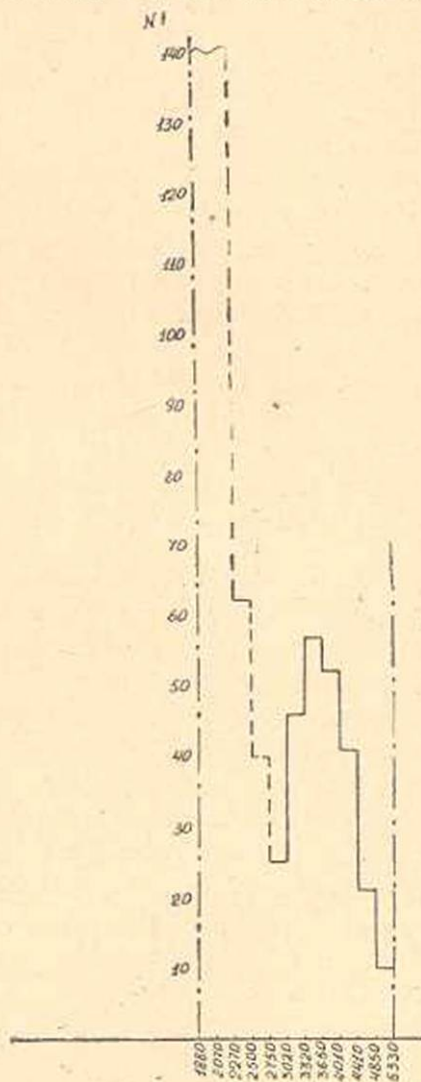
некоторое сомнение, то они менее достоверны и их мы относим ко II сорту. Траектории при неудовлетворении 2-х критерий отбора вообще не брались.

Спектр масс в интервале 1880—5300 m_e тяжелых космических частиц, испытавших ионизационную остановку в пластинах нижней камеры, приведен на фиг. 3. Он построен по траекториям частиц I-го сорта. Видно резко выраженный дейтронный пик с максимумом на 3650 m_e .

Частичное взаимное перекрывание распределений протонов и дейтронов происходит благодаря конечной точности измерения масс (см. формулу (3)), средние стандартные ошибки масс протонов и дейтронов соответственно 220 m_e и 594 m_e , которые хорошо совпадают с ошибками оцененными по полуширине экспериментальных распределений (~ 220 и 590 m_e соответственно). Справа в спектр могли попасть тритоны, но ввиду их незначительности, если мы оборвем спектр дейтронов на массе 5100 m_e (двойная полуширина), вкладом тритонов можно пренебречь. Поэтому, считая спектр дейтронов симметричным, можно определить общее число дейтронов, если количество частиц справа от 3650 m_e до 5100 m_e удвоить. Получается общее число дейтронов I-го сорта ~ 242 шт.

Слева, при заниженных значениях массы, будет существенным хвост протонного распределения, особенно за значением массы 3000 m_e , т. е. на расстоянии, больше чем полуширина дейтронного распределения. Поэтому в дальнейшем, при рассмотрении некоторых количественных соотношений дейтронов, будем, для большей достоверности, исходить только из 224 дейтронов, находящихся в интервале масс 3000—5100 m_e .

Мы зарегистрировали также ~ 86 шт. частиц, которые можно было относить к дейтронам II-го сорта, но эти частицы не введены в



Фиг. 3.

спектр. Количество протонов, зарегистрированных одновременно с дейтронами и введенных в спектр, составляет около 3200.

III. Результаты измерений

Таким образом в интервале пробегов 1,2—5,4 см зарегистрировано 242 дейтронов (I-го сорта) и 3200 протонов. Если проследить траектории частиц в верхней камере, то оказывается, что часть траекторий прослеживается от крышки до дна, и с вычетом случаев генерации в крышке все они принадлежат к частицам идущим из воздуха. Часть траектории берет свое начало в пластинках камеры, это случаи локальной генерации. Имеется также ряд траекторий, которые выходят из неосвещенных зон верхней камеры, или же благодаря различным дефектам снимка (или его отсутствия) вовсе не имеют продолжения в верхней камере.

Относительное содержание дейтронов в вертикальном воздушном потоке протонов

1. Дейтроны и протоны, остановившиеся ионизационным образом в интервале пробегов 1,5—5,3 см свинца.

Чтобы выделить воздушные дейтроны мы оценили число случаев рождения в крышке В. К. Если построить распределение случаев генерации дейтронов по пластинкам верхней камеры, то получается гистограмма, резко возрастающая ко дну камеры. Интерполируя гистограмму до крышки, получаем искомое число. После исправления получается, что из 242 дейтронов ~ 81 явно идут из воздуха. Определяя аналогичным образом число воздушных протонов, получаем 1627. Но эти цифры не представляют истинное соотношение дейтронов и протонов в воздухе, так как во-первых, дейтроны и протоны, остановившиеся в данном интервале пробегов, будут относиться к разным интервалам импульсов, следовательно разные будут у них светосильные поправки [4] и, во-вторых на пути к остановке через вещество В. К. и часть вещества в Н. К. протоны и дейтроны могут испытывать неупругие столкновения с ядрами и выбыть из игры. Так как интересующие нас протоны до входа в В. К. имеют энергию 280—345 Мэв (импульс $7,6-8,6 \times 10^8 \frac{эв}{c}$), то соответствующий пробег неупругого ядерного взаимодействия $\lambda = 245 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$ [5]. Дейтроны до входа в В. К. будут иметь энергию 355—460 Мэв (импульс $12,0-13,9 \times 10^8 \frac{эв}{c}$). Кроме обычного ядерного поглощения, дейтроны могут исчезать благодаря специфическим процессам „срыва“, дифракционного и кулоновского расщепления [6—9], поэтому пробег неупругого ядерного взаимодействия дейтронов должен быть много

меньше, чем протонный. В работах [10—12] рассмотрено поглощение дейтронов при различных энергиях, простирающихся от 75 Мэв до 900 Мэв. В пределах экспериментальных ошибок пробег неупругого ядерного взаимодействия во всем этом интервале остается ~ постоянным и равным $\sim 0,8 \lambda_{\text{геометр}}$.

Для свинца это соответствует $\lambda_d \approx 137 \text{ г/см}^2$. При экспоненциальном законе ослабления соответствующий фактор ослабления есть $\exp(-x/\lambda_d)$, где x есть сумма пройденных пробегов частицы в В. К. ($\sim 87,5 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$ эквивалент) и в Н. К. (в среднем $\sim 3,0 \times 11,4 = 34,2 \text{ г/см}^2 \text{ Pb}$ эквив.) : $x = 122 \text{ г/см}^2$. Все количественные данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

Частица	Наблюден. число n	Светосила см (4)	Фактор ядерного ослабления	Исправлен. число N	Отношение N_d/N_p
Дейтрон	81	0,8	0,41	246	$0,063 \pm 0,0072^*$
Протон	1627	0,68	0,606	3940	

* Статистическая среднеквадратичная ошибка, вычисленная согласно закону распространения случайных ошибок [13].

2. Дейтроны и протоны, относящиеся к одному и тому же интервалу импульсов

Интервал импульсов воздушных дейтронов до входа в В. К. есть $(12,0 - 13,9) \times 10^8 \frac{\text{эв}}{c}$. Протоны тех же импульсов, пройдя толщину, В. К. будут иметь остаточный импульс в пределах $(10,5 - 12,6) \times 10^8 \frac{\text{эв}}{c}$. Такие протоны могли останавливаться в веществе Н. К. только катастрофически, благодаря неупругим ядерным взаимодействиям.

Наблюдаемое число таких остановок протонов (с поправкой на π^+ мезоны) составляет ~ 300 шт.

Чтобы воспроизвести истинное число протонов в данном интервале импульсов, нужно наблюдаемое число делить на вероятность остановки в веществе Н. К. Кривая вероятности остановки построена у нас аналогичным в (14) образом*. Согласно этой кривой в интересующем нас интервале импульсов $(10,5 - 12,6) \times 10^8 \frac{\text{эв}}{c}$ $w = 0,21$.

Определяя далее светосильные и абсорбционные поправки как выше, получим следующие данные (см. табл. 2).

* При этом использованы некоторые данные, любезно предоставленные нам Н. М. Кочаряном.

Таблица 2

Частица	Наблюден- ное число n	Вероятность остановки w	Светосила с.м [5]	Фактор ядерного ослаб.	Истин. число N	Отношение N_d/N_p
Дейтроны	81	1,0	0,8	0,41	246	$0,086 \pm 0,010^*$
Протоны	300	0,21	0,83	0,606	2850	

* Статистическая среднеквадратичная ошибка.

IV. Обсуждение результатов

Приведенные в предыдущей главе результаты показывают, что нашим прибором в числе ряда других задач можно эффективно регистрировать быстрые дейтроны, причем наличие верхней камеры дает возможность с большой вероятностью отделить воздушные дейтроны от генерированных.

Факт регистрации большего числа воздушных дейтронов (гл. III) говорит о том, что при ядерных взаимодействиях нуклонов в воздухе наряду с другими продуктами образуется и заметное количество энергичных дейтронов, которые и регистрируются детектором.

Вопрос о присутствии дейтронов в равновесном потоке космического излучения на нашей высоте рассматривался ранее в работах [15], [16], [17], [18].

Таблица

Работа	Методика эксперимента	Вещество над установкой	Импульс в воз- духе или остаточ- ный пробег	Доля дейтронов от числа аналог. протонов
[15]	Магнитный масс-спек- трометр	—	1 Бэв/с	4%
[16]	Магнит. спектр+пропорц. счетчик	9 с.м Pb	3,0—6,4 с.м Pb	$8,5 \pm 1,5\%$
[17]	Магнит. спектр+пропорц. счетчик	—	1,15 Бэв/с	8%
[18]	Магнит. спектр+камера Вильсона	6 с.м Pb+20 с.м/с	1,5—3,5 с.м Pb	7—8%
Наши данные	Магнит. спектр с двумя камерами Вильсона	Вещество В. К. 5 с.м Pb+2,4 с.м/Cu (генерация вычтена)	1,2—5,4 с.м Pb	$6,3 \pm 0,72\%$
			1,2—1,39 Бэв/с	$8,6 \pm 1,0\%$

Для сравнения с нашими данными в таблице 3 приведены некоторые результаты, полученные в вышеупомянутых работах. Полученные нами результаты в пределах экспериментальных ошибок совпадают с [17] и согласуются в большей или меньшей степени (в зави-

симости от методики) с остальными работами. Повидимому, наши данные более точны, так как получены на более совершенной установке и с большей статистикой.

В заключение выражаю глубокую благодарность А. И. Алиханяну за постоянный интерес к работе и поощрение. Я также благодарен А. Т. Дадабяну и Н. М. Кочаряну за советы и полезную дискуссию.

Физический институт
АН Армянской ССР

Поступило 13 VI 1958

Հ. Վ. Բաղալյան

ԱՐԱԳ ԴԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԴԻՏՈՒՄԸ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՍԵՏՐԸ ՎԷԼՍՈՆԻ ԵՐԿՈՒ ԿԱՄԵՐԱՆԵՐԻ ՇԵՏ ՄԻԱԿՑՎԱԾ ՍԻՍԵՄՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հորվածում քերված են Վելսոնի երկու կամերաների հետ միակցված մագնիսական սպեկտրոմետրի միջոցով 3200 մ բարձրության վրա կոսմիկական զեկտրոնների զրանցման և ուսումնասիրության մի շարք արդյունքներ: Մանրամասն չարադրված են նոր սարքավորման առավելությունները և հնարավորությունները զեկտրոնները պրոտոններից տարբերելու և օգտվել զեկտրոնները սարքավորման ներսում ծնված զեկտրոններից անջատելու ուղղությամբ: Ցույց է տրված, որ այն օգտվել զեկտրոնները, որոնք անցել են վերին կամերայի միջից (5 սմ կապար + 2,4 սմ արուլը) և կանգ առել ներքին կամերայի միջից 1,2—5,4 սմ Pb վաղքի ինտերվալում, կազմում են նույնպիսի օգտվել պրոտոնների $0,063 \pm 0,0072$ մասը: Այնուհետև, զրանցված օգտվել զեկտրոնների թիվը համեմատված է միևնույն ինպուլսի ինտերվալին $\left(12-13,9 \cdot 10^8 \frac{eV}{c} \right)$ մինչև վերին կամերա մտնելը՝ պատկանող պրոտոնների թվի հետ: Արդյունքում ստացվել են $0,086 \pm 0,010$: Վերջում, ստացված արդյունքները համեմատվել են գրականության մեջ հղած տվյալների հետ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Алиханян А. И., Шостакович Н. В., Дадабян А. Т., Федоров В. М., Дерязин Б. Н. ЖЭТФ 31, 955, 1956.
2. Дайон М. И., Федоров В. М., Мерзон Г. И. Пр. и ТЭ № 2, 1956.
3. Дайон М. И., Федоров В. М. ЖТФ, т. XXV, вып. 5.
4. Бадалян Г. В. Изв. АН АрмССР (серия ФМЕТ наук), т. X, № 6, 1957.
5. Гольданский В. И., Любимов А. Л. и Медведев Б. В. УФН, т. 49, вып. 1, 1953.
6. Власов Н. А. Нейтроны. Москва, 1955.
7. Фейнберг Е. Л. ЖЭТФ, т. 29, вып. 1, 1955.
8. Ахизер А. И., Ситенко А. Г. ЖЭТФ 32, 794, 1957.
9. Dancoff S. M. Phys. rev. 72, 1017, 1947.
10. Camerini U., Fowler P. H., Lock W. O. and Muirhead H. Phil. mag. 41, 413—427, 1950.
11. Любимов В. А. Автореферат диссертации. 1956. Москва.

12. Соловьева Л. П. ЖЭТФ 31, 1086, 1956.
13. Уорсинг А., Геффнер Дж. Методы обработки экспериментальных данных ИЛ, Москва, 1953.
14. Кочарян Н. М., Саакян Г. С., Айвазян М. Т., Киракосян Э. А. и Александян А. С. Изв. АН СССР, т. 19, 515, 1955.
15. Кочарян Н. М. Докт. диссертация, Ереван 1954.
16. Марибян Г. А. Диссертация, Ереван, 1954.
17. Айвазян М. Т. Изв. АН АрмССР (серия ФМЕТ наук), т. 9, 91, 1956.
18. Дайон М. И. ДАН СССР, т. 101, № 6, 1955.