

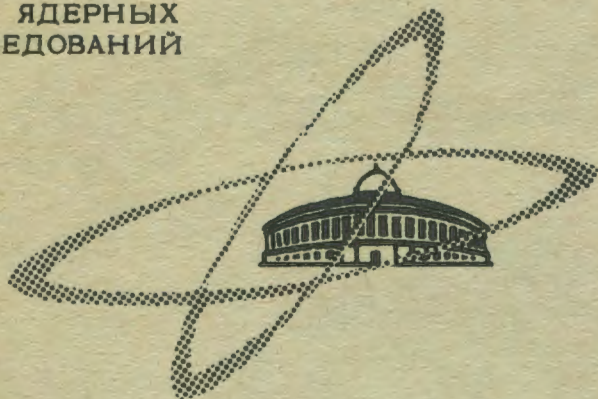
Г-547

18/IX-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P15 - 3998



А.М.Говоров, В.И.Салацкий, С.А.Тележников

МНОГОКРАТНОЕ
РАССЕЯНИЕ ИОНОВ ВОДОРОДА С ЭНЕРГИЕЙ
94 ; 294 КЭВ В СЛЮДЕ

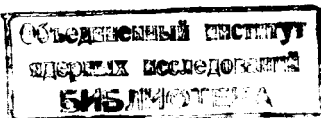
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1968

P15 - 3998

А.М.Говоров, В.И.Салацкий, С.А.Тележников

МНОГОКРАТНОЕ
РАССЕЯНИЕ ИОНОВ ВОДОРОДА С ЭНЕРГИЕЙ
94 ± 294 КЭВ В СЛЮДЕ



В в е д е н и е

Применение тонких пленок из слюды в качестве входных и выходных окон мишеней при проведении некоторых ядерных исследований связано с необходимостью учета влияния многократного рассеяния в слюде. Однако экспериментальные и теоретические сведения, приведенные в литературе как к моменту постановки данной работы, так и в настоящее время, не позволяют осуществить этот учёт с желательной точностью.

Подробный обзор существующих теорий многократного рассеяния заряженных частиц сделан В.Скоттом^{/1/}. Среди них следует выделить теорию Мольера^{/2,3/}, которая обладает аналитической завершенностью при практически всегда оправдываемом допущении, что углы рассеяния малы. В сочетании со статистической моделью Томаса-Ферми для описания распределения электронов в атоме теория Мольера дает хорошее согласие с экспериментом при рассеянии заряженных частиц на тяжелых атомах. При переходе же к легким атомам (а слюда представляет собой соединение легких атомов) статистическая модель становится неудовлетворительной. В этом случае целесообразно применять более точные значения рассеивающего потенциала, рассчитанного, например, по методу Хартри-Фока, аналогично тому, как это было сделано для углерода в работе^{/4/}. Для большинства элементов, входящих в состав слюды, значения потенциалов авторам настоящей работы не были известны к моменту постановки данной работы, и поэтому рассчитать многократное рассеяние в слюде по модели Хартри-Фока не представлялось возможным.

В этой связи были проведены измерения многократного рассеяния протонов и ионов трития в слюде и сделано сравнение с расчётами по теории Мольера и модели Томаса-Ферми.

Техника эксперимента

Пучок протонов (или ионов трития), ускоренных каскадным генератором Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ^{/5/} до энергий 94,924 кэВ, после магнитного анализа и коллимации падал по нормали на слюдяные пленки (мусковит), толщина которых составляла 0,175; 0,125 и 0,086 мг/см² и определялась по потерям энергий и тормозным способностям, взятым из работы^{/6/}. Энергия бомбардирующих ионов находилась по сумме напряжений, приложенных к ускорительной трубке и к ионному источнику.

Регистрация рассеянных частиц осуществлялась при помощи цилиндра Фарадея, соединенного с электрометрической схемой. Телесный угол, вырезаемый диафрагмой цилиндра Фарадея, составлял $1,6 \cdot 10^{-4}$ стерадиан. Постоянство падающего на мишень пучка контролировалось измерением тока частиц, попадающих в цилиндр Фарадея под нулем градусов после каждого измерения при заданном угле. Ток на мишени сохранялся в пределах $\pm 2\%$.

Угловые распределения получались в результате деления значений токов под различными углами на полусумму токов при 0° , зарегистрированных до и после каждого измерения под заданным углом. Для уточнения положения нулевого угла измерения производились в обе стороны от него.

Обсуждение результатов

Результаты обработки экспериментальных данных представлены на рисунках 1 и 2. На рис.2 для трех энергий протонов пунктирными кривыми показаны также угловые распределения, вычисленные по теории Мольера. Согласно этой теории угловое распределение многократно рассеянных заряженных частиц представлялось в виде ряда, ограниченного тремя членами:

$$J(\theta) = \frac{1}{2\pi} \theta d\theta [2e^{-\theta^2} + \frac{1}{B} f^{(1)}(\theta) + \frac{1}{B^2} f^{(2)}(\theta) + \dots], \quad (1)$$

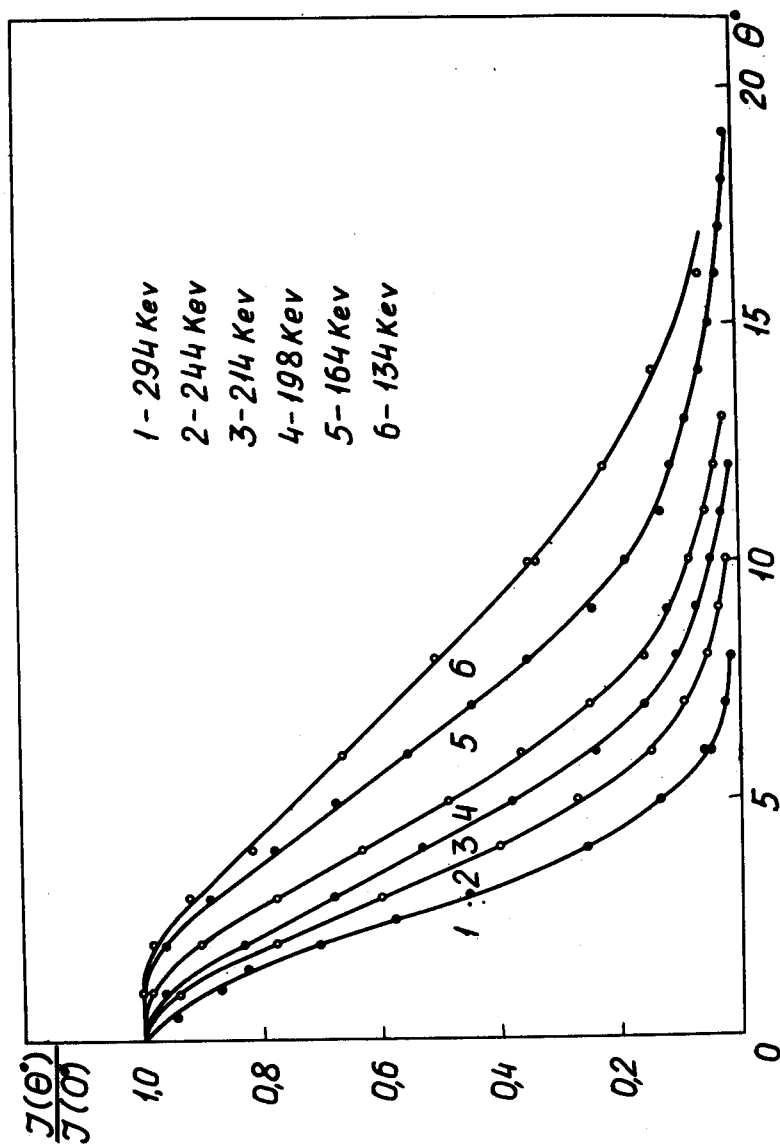


Рис. 1. Экспериментальные угловые распределения многократно рассеянных протонов на слюде толщиной 0,175 мг/см². По оси абсцисс отложены углы в градусах, по оси ординат — отношение выхода под данным углом к выходу под 0° . Указаны энергии падающих протонов.

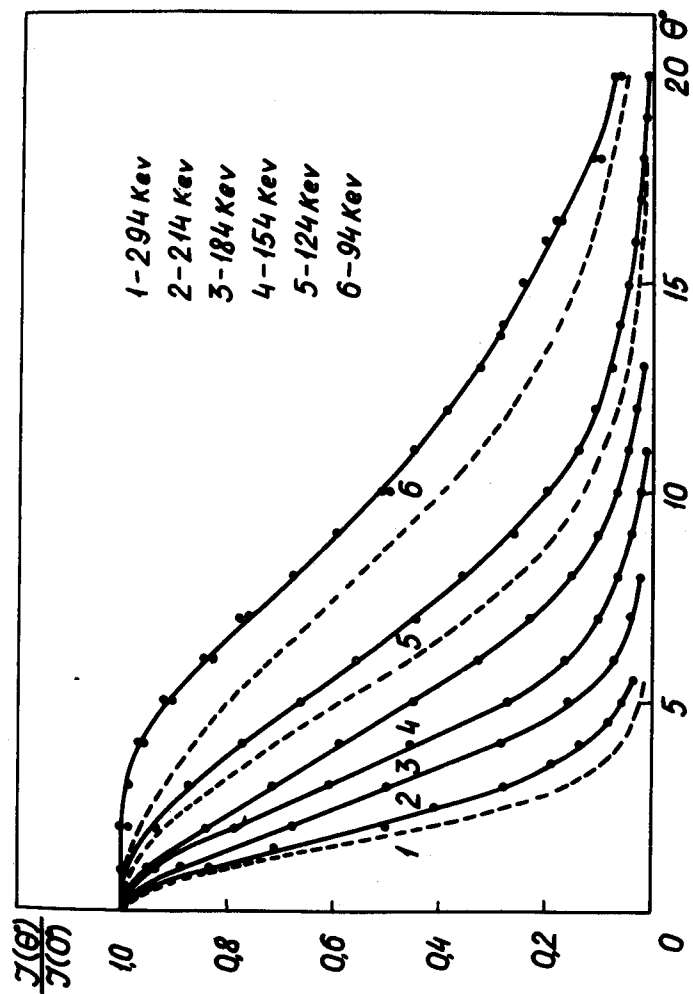


Рис. 2. Угловые распределения многократно рассеянных протонов на слюде толщиной 0,125 мг/см². По оси абсцисс отложены углы в градусах, по оси ординат - относительный выход протонов. Сплошные кривые проведены через экспериментальные точки. Для трех энергий пунктиром показаны теоретически вычисленные распределения. Указаны энергии падающих протонов.

$$\text{где } \theta = \frac{\Theta}{\chi_0 \sqrt{B}},$$

функции $f^{(1)}(\theta)$ и $f^{(2)}(\theta)$ табулированы в работе Бете^{/3/}, а параметр B определяется из уравнения:

$$B - \ln B = \ln \frac{\chi_0^2}{\chi_a^2} + 1 - 2C, \quad (2)$$

в котором C - постоянная Эйлера (0,5772).

Угол χ_0 , обычно определяемый из условия, что суммарная вероятность однократного Резерфордского рассеяния на углы $\Theta > \chi_0$ равна единице, можно представить:

$$\chi_0^2 = \pi N t Z_1^2 Z_2^2 e^4 E^{-2}, \quad (3)$$

где N - число рассеивающих центров в единице объема мишени, t - толщина мишени, E - энергия падающих частиц, $Z_1 e$ и $Z_2 e$ - заряды ядра рассеивающего атома и падающей частицы.

Угол экранирования χ_a для случая рассеивающего потенциала Томаса-Ферми записывается:

$$\chi_a^2 = \chi_0^2 (1.13 + 3.76 a^2), \quad (4)$$

где $\chi_0 = \frac{\lambda}{a}$, $a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$, v и λ - скорость и длина волны падающей частицы, a - фермиевский радиус атома ($a = 0.885 a_0 Z^{-1/3}$, если a_0 - радиус боровской орбиты).

Для слюды, имеющей сложный состав ($\text{KH}_2\text{Al}_3\text{Si}_3\text{O}_{12}$), вместо χ_0^2 необходимо определить просуммированное по составу мишени значение

$$\chi_{\text{ок}}^2 = \sum_i (\chi_{0i}^2) = 217.8 \frac{t}{E^2}, \quad (5)$$

если t выразить в мг/см², а E - в кэВ.

Вместо χ_a^2 в этом случае нужно найти средневзвешенное значение χ_a^2 :

$$\overline{\ln \chi_a^2} = \frac{\sum (\chi_{ok}^2 \ln \chi_a^2)_i}{\chi_{ok}^2} \quad (6)$$

Для упрощения вычисления $\overline{\chi_a^2}$ был неправомерно применен потенциал водорода, рассчитанный по модели Томаса-Ферми, поскольку это не вносит в окончательный результат заметной ошибки из-за малости вклада.

Наличие значительных энергетических потерь рассеиваемых частиц в слюде требовало учёта изменения энергии при расчёте χ_{ok}^2 и χ_a^2 . Формула (5) в этой связи преобразовывалась к виду

$$\chi_{ok}^2 = 217.8 \int_{E_0}^{E_k} \frac{dE}{E^2 \left(\frac{dE}{dx} \right)} \quad (7)$$

где E_0 и E_k - начальная и конечная энергии ионов водорода в кэВ; $\frac{dE}{dx}$ - удельная тормозная способность слюды в $\frac{\text{кэВ}}{\text{мг/см}^2}$.

Вычисленные при этих условиях параметры χ_{ok}^2 , V , $(\Theta_{\mu})_T$ для протонов и тритонов, рассеянных в слюдяных пленках разной толщины, приведены в таблице. В последней колонке таблицы и на рис. 3 показано отношение экспериментальных значений полуширин $(\Theta_{\mu})_E$ к их теоретически вычисленным значениям $(\Theta_{\mu})_T$.

Погрешности в определении отношений полуширин угловых распределений изменялись в пределах 3-7% и обуславливались ошибками определения энергии (1,4+3,8%), ошибками определения толщины слюдяных пленок (3,5+7%), геометрическими ошибками (\approx 3%) и ошибками (\approx 2%), связанными с непостоянством ионного тока. Увеличение толщин слюдяных пленок (за счёт углерода от разложения на их поверхности паров органических кислот под воздействием пучка) не было обнаружено в пределах двухпроцентной ошибки.

Полученные значения отношений полуширин угловых распределений $(\Theta_{\mu})_E / (\Theta_{\mu})_T = 1.17 \pm 0.07$ находятся, видимо, в разумных пределах,

Таблица

t мг/см ²	Частица	E_0 кэВ	E_k кэВ	χ_{ok}^2 $\times 10^{-3}$ рад. ²	V	$(\Theta_{\mu})_E$ градусы	$(\Theta_{\mu})_T$ градусы	$(\Theta_{\mu})_E / (\Theta_{\mu})_T$		
0,175± 0,006	протон	134	46	6,337	5,41	8,2	7,70	1,06±0,10		
		142	54	5,041	5,44	7,4	6,88	1,08±0,09		
		164	76	3,063	5,50	6,6	5,41	1,22±0,08		
		198	112	1,719	5,56	5,0	4,08	1,23±0,08		
		214	130	1,375	5,59	4,3 4,4	3,66	1,17±0,08 1,20±0,08		
		244	168	0,913	5,66	3,6 3,6 3,7	3,01	1,20±0,08 1,20±0,08 1,23±0,08		
		274	204	0,674	5,59	3,1	2,56	1,21±0,08		
		281	212	0,635	5,59	2,9 2,8	2,49	1,16±0,06 1,12±0,06		
		294	228	0,559	5,58	2,9	2,33	1,24±0,08		
		0,125± 0,006	протон	94	33	9,100	5,01	10,2 10,4	8,77	1,16±0,14 1,19±0,11
124	61			3,638	5,11	6,6	5,61	1,18±0,11		
154	91			1,943	5,14	4,7	4,12	1,14±0,10		
184	122			1,222	5,18	3,8	3,28	1,16±0,10		
214	156			0,814	5,20	3,0	2,69	1,12±0,09		
266	216			0,472	5,18	2,3	2,04	1,13±0,10		
294	248			0,368	5,17	2,2	1,80	1,22±0,10		
0,086± 0,006	тритон			154	114	1,075	3,16	3,35	2,90	1,16±0,09
				180	139	0,749	3,18	2,55	2,42	1,05±0,10
				213	171	0,513	3,19	2,25	2,01	1,12±0,10

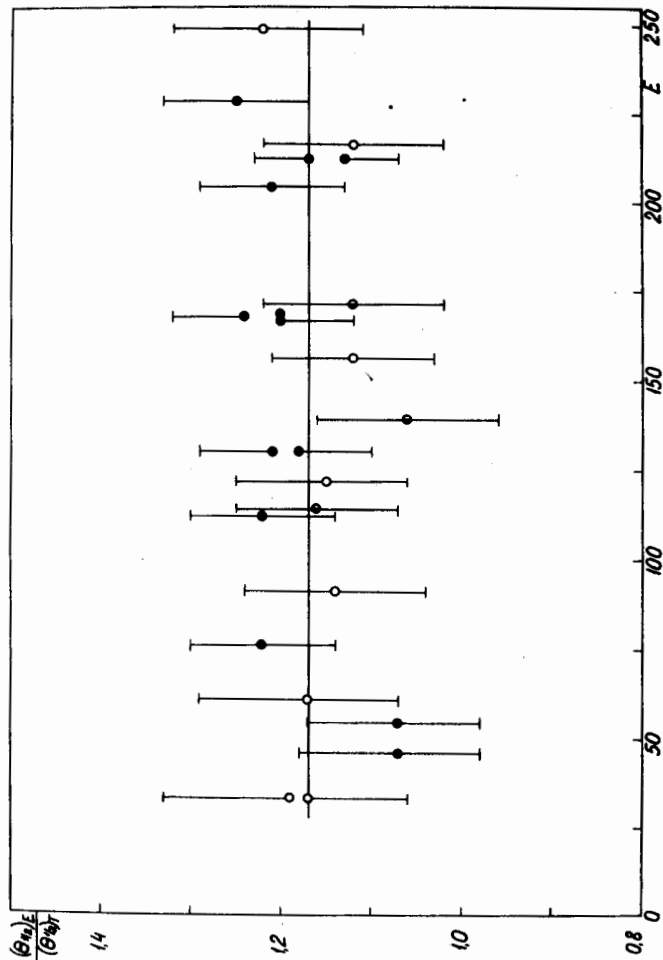


Рис. 3. Отношения экспериментальных полуширин угловых распределений к полуширинам, вычисленным по теории Мольера в зависимости от конечной энергии ионов (в кэв). Светлыми и темными кружками представлены данные, полученные на протонах для толщин слюдяных пленок 0,125 и 0,175 мг/см², соответственно. Полузатемненными кружками показаны значения отношений полуширин для случая рассеяния ионов трития на слюдяной пленке толщиной 0,086 мг/см².

если учесть, что вычисления по модели Томаса-Ферми дали хорошее согласие с экспериментом для алюминия ^{17/} и расхождение на 20-30% для углерода ^{14/}. Слюда же по среднему атомному весу занимает промежуточное положение между алюминием и углеродом. Можно полагать, что более точный учёт экранирования рассеивающего потенциала приблизит теоретическое описание углового распределения к экспериментальному.

Обращает на себя внимание постоянство отношения $(\Theta_{1/2})_E / (\Theta_{1/2})_T$, которое было получено при изменении энергии падающих частиц более, чем в 3 раза, при изменении толщины пленок примерно в 2 раза, потеря энергии - от 15 до 60% падающей энергии и, наконец, полуширин угловых распределений - в 4,7 раза.

В этой связи можно сделать практический вывод, что для приближенных расчётов многократного рассеяния ионов водорода в слюде можно применять теорию Мольера и модель Томаса-Ферми в области энергий 100-300 кэв с внесением примерно семнадцатипроцентной поправки в значения полуширин угловых распределений. В сущности это означает внесение некоторой эмпирической коррекции в рассеивающий потенциал атома.

Для верхней части исследованного энергетического интервала получено согласие экспериментальных и расчётных угловых распределений (с учётом семнадцатипроцентной поправки), не выходящее за пределы экспериментальных ошибок. При переходе к малым энергиям падающих ионов получается, после введения найденной поправки, хорошее согласие экспериментальных и расчётных значений полуширин угловых распределений, но рассогласование формы угловых распределений заметно выходит за пределы ошибок относительных измерений. В качестве примера на рис.4 показано сравнение поведения кривых для падающей энергии протонов 94 кэв и толщины слюдяной пленки 0,125 мг/см². Предположение о возможном влиянии при малых энергиях процесса диффузии рассеиваемых частиц отпадает потому, что в пределах ошибок значения угла $(\Theta_{1/2})_E$ качественно так же согласуются с предсказаниями теории Мольера, как и при больших энергиях, и не ощущается тенденции ослабления зависимости половинного угла от толщины пленок и энергии падающих частиц. Кроме того, диффузия скорее сглаживала бы любые особенности в районе малых углов, чем проявляла бы их.

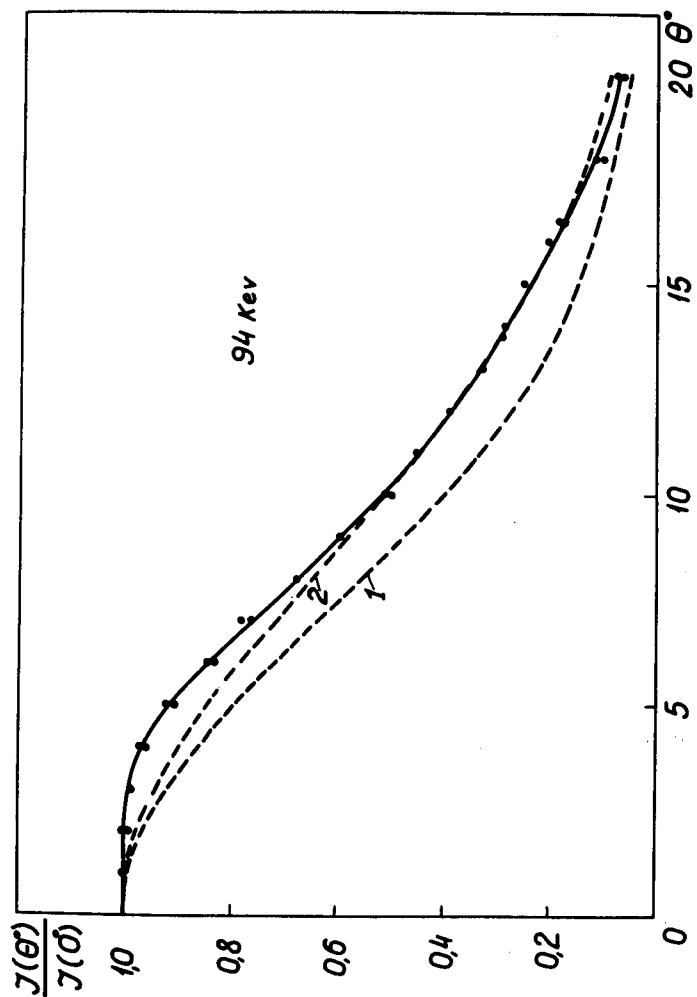


Рис. 4. Сравнение экспериментально полученного углового распределения рассеянных протонов с вычисленной по теории Мольера кривой (1) и кривой (2), учитывающей семнадцатипроцентную поправку. По оси абсцисс отложены углы в градусах, по оси ординат - относительный выход протонов. Указана энергия падающих протонов. Толщина рассеивающей слюдяной пленки - 0,125 мг/см².

Полученное в эксперименте увеличение выхода рассеянных частиц (по сравнению с поправленными расчётными данными) в интервале углов, находящихся вблизи от 0°, едва ли можно объяснить с помощью теории Мольера. Возможно, здесь некоторую роль играют эффекты каналирования и другие эффекты, связанные с прохождением заряженных частиц через монокристаллический образец, однако имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сделать однозначных выводов.

В дальнейшем предполагается выполнить расчёты для слюды по теории Мольера с применением модели Хартри-Фока.

В заключение авторы выражают благодарность А.Ф.Тулинову, А.А.Беднякову и И.В.Сизову за полезные обсуждения результатов настоящей работы и Е.С.Смирнову - за помощь в проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

1. W.T.Scott. Rev. Mod. Phys., 35, 231 (1963).
2. G.Moliere, Z.Naturforsch, 3a, 78 (1948).
3. H.A.Bethe, Phys. Rev., 89, 1256 (1953).
4. А.А.Бедняков, А.Н.Бояркина, И.А.Савенко, А.Ф.Тулинов ЖЭТФ, 42, 740, (1962).
5. В.И.Салацкий, И.В.Сизов. Препринт ОИЯИ Р-367, Дубна, 1959 .
6. А.М.Говоров, Ли Га Ен, Г.М.Осетинский, В.И. Салацкий,И.В.Сизов, Препринт ОИЯИ Р-725, Дубна, 1961г.
7. А.А.Бедняков, В.Н.Дворецкий, И.А.Савенко, А.Ф.Тулинов. Вестн. Моск. ун-та, сер. физики, астрономии, №1, 55, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июля 1968 года.