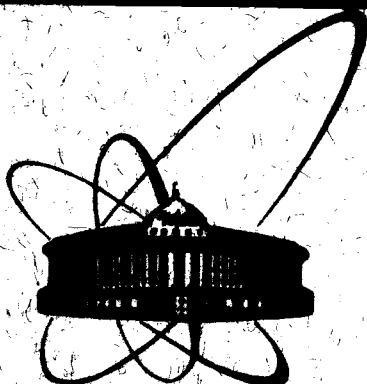


89-770



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б 245

P2-89-770

В. С. Барашенков

НУКЛОН-ЯДЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ

1989

В монографии^{/1/} приведен атлас интегральных сечений нуклон-ядерных взаимодействий, полученных путем обработки массива известных к началу 70-х годов экспериментальных данных с помощью оптической модели. Ее параметры подбирались так, чтобы наилучшим образом описать экспериментальные точки. При этом аппроксимирующие кривые удовлетворяли требованию подобия, а сумма кривых упругого и неупругого сечений $\sigma_{el}(t) + \sigma_{in}(t)$ в пределах коридора экспериментальных ошибок была максимально близка к кривой $\sigma_{tot}(t)$. Эти требования существенно повышают точность аппроксимации.

За 20 лет, которые протекли после выхода монографии^{/1/}, объем экспериментальной информации увеличился в несколько раз, что позволяет значительно увеличить точность аппроксимационных кривых. В частности, удастся разделить сечения нейтрон- и протон-ядерных взаимодействий.

Приведенные ниже данные получены двумя способами. В области больших энергий, где длина дебройлевской волны налетающего нуклона значительно меньше размеров ядра-мишени, так же, как и в книге^{/1/}, использовалась квазиклассическая оптическая модель. Для подбора ее параметров шкала энергий делилась на отдельные интервалы с характерным поведением сечений (например, монотонный спад сечений при $t > 2-3$ ГэВ, область минимума вблизи 200 МэВ и так далее). Для каждого интервала находился свой набор параметров.

При меньших энергиях для σ_{in} , σ_{el} , σ_{tot} использовались феноменологические зависимости

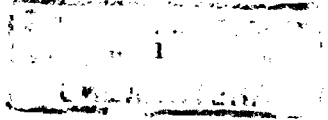
$$\sigma(t, A) = \pi [r_0 A^{1/3} + \lambda(t, A)]^2 f(t) \varphi(A) \alpha(t) \quad ,$$

где λ - длина дебройлевской волны в системе центра масс, t - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат, A - массовое число ядра. Функции $f(t)$, $\alpha(t)$ и $\varphi(A)$ задавались рядами типа

$$\sum_t \alpha_i t^{b_i} \quad \text{и} \quad \sum_A \alpha_i A^{b_i}$$

с постоянными коэффициентами. С ростом энергии $\varphi(A) \rightarrow A$, $\alpha(t) \rightarrow \text{const}$. Для заряженных частиц учитывалось влияние кулоновского барьера.

Понятно, что это - не единственный способ аппроксимации. Например, можно было бы воспользоваться для этого оптической моделью,



основанной на решении уравнения Шредингера с феноменологическим потенциалом. Таким путем можно даже несколько уменьшить число подгрупповых параметров. Можно также по-разному выбирать аппроксимирующие функции. (См., в частности, работу Б.С. Сычева с сотрудниками^{/2/}) В области очень высоких энергий, $t > 10$ ГэВ, можно воспользоваться выражениями с реджевскими полосами, которые позволяют с помощью одного и того же набора параметров описывать сечения сразу для нескольких сортов частиц^{/3/}. Однако на форме кривых $\sigma(t, A)$ выбор аппроксимации сказывается слабо. Более важен отбор экспериментальных данных, используемых для подгонки параметров, когда одним из них приписывается больший вес, другим - меньший. В такой ранжировке всегда присутствует субъективный элемент. Оценка и аппроксимация результатов измерений сегодня - не только наука, но в определенной степени еще и искусство, оправданием которому служит лишь лучшее согласие с опытом.

В качестве нижней границы выбрана энергия $t = 14$ МэВ. Для меньших энергий имеются хорошие таблицы групповых нейтрон-ядерных сечений (см., например, монографию^{/4/}), а сечения протон-ядерных взаимодействий становятся весьма малыми благодаря влиянию кулоновского барьера.

Следует заметить, что для протонов при $t \lesssim 100$ МэВ приводятся лишь сечения неупругих взаимодействий σ_{in} , поскольку в упругое рассеяние здесь большой вклад дают кулоновские силы и отдельное рассмотрение "чисто ядерного" рассеяния не имеет большого смысла.

Ядра-мишени и шаг энергии Δt в таблицах подобраны так, чтобы можно было с хорошей точностью выполнять интерполяцию для промежуточных значений A и t .

Все сечения в таблицах приведены в миллибарнах; n - нейтрон-ядерное, p - протон-ядерное сечение. При высоких энергиях они не различаются по своей величине.

В таблицах приведены только σ_{tot} и σ_{in} . Сечение упругого взаимодействия равно их разности.

Ниже 0,1 ГэВ все энергии t приведены в МэВ, при $t \geq 0,1$ ГэВ - в ГэВ.

В области энергий, превышающих несколько десятков МэВ, заметны эффекты, связанные с особенностями структуры ядра. Так, в полном сечении взаимодействий нейтронов с ядром гелия наблюдается резонансный пик при $t = 22,133$ МэВ с полушириной $\Delta t = 76 \pm 12$ МэВ. Сечение

$\sigma_{in}(t)$ в случае гелия не возрастает при переходе к низким энергиям, как для других ядер, а, наоборот, уменьшается. Сечение взаимодействия с ядром бериллия заметно превосходит сечения взаимодействий с более тяжелым углеродом. В области средних и тяжелых ядер на монотонную зависимость $\sigma_{tot}(t)$ накладываются вариации, амплитуда которых тем

больше, чем тяжелее ядро. Из приведенных данных видно, что эти вариации связаны с упругими процессами, в сечении $\sigma_{in}(t)$ они практически не заметны.

При переходе в область $t \geq 50-100$ МэВ (последнее - в случае тяжелых ядер) зависимость $\sigma(t)$ становится более плавной и в общих чертах повторяет зависимость "элементарных" $p-p$ и $p-n$ сечений: спад с ростом энергии и минимум в области $t \approx 200-300$ МэВ, последующий подъем с максимальным значением вблизи 1-2 ГэВ и плавный выход на почти постоянное значение при $t \approx 100$ ГэВ.

Несколько более подробного обсуждения заслуживает поведение ядерных сечений в области очень высоких энергий, $t \geq 10^3$ ГэВ. Как известно, сечения $n-n$ взаимодействий при этих энергиях медленно (логарифмически) возрастают. Аналогичная картина наблюдается и в случае взаимодействия нуклонов с легкими ядрами. Впервые этот эффект был обнаружен в середине 60-х годов Н.Л. Григоровым с сотрудниками на спутниках "Протон", где изучалось взаимодействие космических частиц с углеродными мишенями. Сходный эффект для взаимодействий космических протонов с ядрами воздуха был обнаружен в опытах на горах. Хотя последующие более точные измерения заметно снизили величину наблюдаемого эффекта, полностью устранить его не удалось, а эксперименты на серпуховском ускорителе и на ускорителях в Мюнхене и Батавии доказали возрастание сечений $p-p$ и $p-n$ взаимодействий с увеличением энергии вплоть до $t = 430$ ГэВ (с учетом опытов на коллайдере).

Последние измерения поглощения космических протонов в воздухе^{/5/} зафиксировали возрастание неупругого ядерного сечения до энергий $t \sim 10^6$ ГэВ: $\sigma_{in}(t) \sim t^{0.06}$. Соответствующее полное сечение $n-n$ взаимодействий $\sigma_{tot}(t)$, экстраполированное из этих данных с помощью теории дифракционного рассеяния Глаубера, возрастает приблизительно, как $t \sim t^{0.15}$, и достигает при $t \sim 10^6$ ГэВ значения 160-200 мбарн^{/6/}. Это в 4-5 раз больше, чем при $t \sim 100$ ГэВ. Более слабая энергетическая зависимость ядерного сечения объясняется большой вероятностью поглощения налетающей частицы в толще ядра (сечение взаимодействия "черного" ядра с точечной частицей вообще не зависит от ее энергии).

Сечения нуклон-ядерных взаимодействий

T	He			Be			C		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
14	1090	0	0	1490	650	490	1240	590	310
15	1020	5	2	1460	640	540	1370	570	330
17	915	10	3	1400	617	580	1450	542	400
20	800	20	13	1350	595	545	1455	510	440
22	710	35	30	1270	555	525	1445	500	450
25	640	55	50	1200	520	495	1385	460	435
27	600	70	65	1160	495	470	1345	445	430
30	560	80	77	1100	470	450	1290	430	420
35	500	90	90	1000	430	420	1210	395	385
40	440	105		910	385	370	1110	380	370
45	390	115		810	350	340	1020	350	340
50	360	115		740	320	310	940	330	320
60	295	100		625	270	262	800	295	288
70	256	90		575	250	242	700	270	263
80	220	86		455	210	205	604	255	249
90	192	84		406	190	185	530	240	234
0.1	168	84		365	185	180	475	228	222
0.12	136	82		310	178	175	396	222	216
0.14	120	80		275	175	172	350	216	210
0.15	116	80		262	175	175	336	216	211
0.16	114	80		255	175		320	210	205
0.18	110	80		240	175		303	210	208
0.2	107	79		235	175		294	210	210
0.25	104	78		225	170		280	208	
0.3	106	80		225	170		280	210	
0.35	108	84		230	172		286	214	
0.4	110	88		238	176		296	216	
0.5	120	94		252	184		314	228	
0.6	126	100		270	194		330	240	
0.7	135	105		282	200		344	248	
0.8	140	108		288	209		356	254	
0.9	144	108		290	213		360	257	

T	He		Be		C	
	σ_{tot}	σ_{in}	σ_{tot}	σ_{in}	σ_{tot}	σ_{in}
1	146	108	294	214	364	260
1,5	148	112	303	216	384	262
2	152	114	303	216	388	260
3	150	114	300	212	384	256
5	146	112	292	210	364	252
7	142	110	284	210	352	252
10	138	108	277	210	344	250
20	132	106	267	210	330	250
50	129	104	263	210	324	248
100	126	101	264	210	324	248
500	127	102	268	210	332	248
10 ³	128	102	268	210	332	248

T	N			O			Na		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
14	1420	680	420	1520	750	460	1570	960	600
15	1480	665	440	1570	740	485	1620	930	617
17	1537	625	470	1630	700	510	1695	890	660
20	1550	580	490	1660	650	535	1730	822	675
22	1525	562	497	1647	620	537	1750	790	680
25	1500	525	500	1623	575	532	1760	750	680
27	1480	510	480	1595	555	520	1755	725	670
30	1425	485	462	1555	530	500	1740	686	650
35	1340	450	440	1475	505	460	1710	620	575
40	1260	435	425	1395	462	432	1643	600	550
45	1175	410	400	1290	435	405	1560	575	525
50	1090	387	377	1207	420	390	1480	540	490
60	930	340	333	1035	375	350	1343	497	450
70	805	310	303	925	345	320	1220	450	420
80	690	290	284	816	320	310	1073	414	385
90	612	280	274	720	310	304	953	390	367
0.1	552	276	270	645	300	293	860	380	360
0.12	462	274	268	540	293	287	720	372	350
0.14	402	260	254	462	288	283	618	364	350
0.15	384	258	252	438	282	279	582	360	350
0.16	372	254	247	415	282	279	546	355	345
0.18	350	247	245	392	280	278	522	354	347

T	N			O			Na		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
0.2	345	245	245	378	276	276	504	350	350
0.25	326	240		362	270		484	350	
0.3	324	240		361	271		492	350	
0.35	328	244		381	275		500	356	
0.4	336	250		390	280		512	364	
0.5	356	260		403	290		538	384	
0.6	372	268		417	295		560	392	
0.7	388	275		440	304		586	400	
0.8	400	280		460	310		608	408	
0.9	408	285		470	315		622	410	
I	415	290		479	318		632	420	
I.5	430	295		498	332		660	408	
2	435	300		504	335		668	412	
3	432	294		498	330		664	420	
5	415	292		477	323		640	411	
7	402	290		457	320		616	409	

T	N		O		Na	
	σ_{tot}	σ_{in}	σ_{tot}	σ_{in}	σ_{tot}	σ_{in}
10	390	285	443	317	596	407
20	375	285	427	315	568	403
50	367	282	420	315	568	400
100	370	282	425	315	568	400
500	382	282	429	315	568	400
10 ³	385	282	430	315	568	400

T	Al			Si			Ca		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
14	1735	1000	650	1810	1060	670	2180	1240	770
15	1750	990	682	1833	1035	700	2130	1225	800
16	1760	975	690	1850	1015	725	2095	1200	823
17	1795	950	715	1872	990	750	2075	1180	850
20	1330	905	750	1920	935	780	2115	1125	900

T	Al			Si			Ca		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
22	1855	875	762	1950	900	780	2150	1090	925
25	1885	825	750	1995	860	770	2220	1045	935
27	1896	800	740	2020	830	757	2250	1020	920
30	1900	762	720	2035	790	735	2300	980	895
35	1870	690	655	2000	725	690	2365	925	835
40	1835	652	617	1930	665	635	2360	880	800
45	1785	610	575	1850	630	585	2280	825	750
50	1710	570	540	1760	600	570	2180	770	715
60	1522	495	470	1570	520	490	2000	680	640
70	1350	480	455	1400	504	475	1805	640	605
80	1212	456	432	1255	486	460	1650	620	590
90	1080	444	420	1110	470	446	1500	615	588
0.1	972	432	408	1008	456	431	1340	600	573
0.12	816	420	400	846	444	423	1140	580	555
0.14	720	420	403	742	432	425	990	565	543
0.15	678	420	403	696	432	425	940	560	540
0.16	642	420	408	671	432	425	890	560	540
0.18	600	410	406	623	418	425	825	560	540
0.2	567	410	404	588	418	422	790	550	535
0.25	558	400	400	584	415	422	770	535	530
0.3	560	402		584	412		773	530	530
0.35	578	404		602	416		787	540	
0.4	592	408		618	422		800	550	
0.5	616	424		645	440		830	570	
0.6	644	438		679	460		870	595	
0.7	672	448		708	472		905	610	
0.8	688	450		727	476		930	615	
0.9	708	454		746	479		950	620	
I	720	456		757	480		965	622	
I.5	736	472		769	492		990	629	
2	754	480		782	496		1002	630	
3	736	466		771	488		990	620	
5	706	456		734	472		965	612	
7	680	452		710	472		945	607	

T	Al		Si		Ca	
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$
I0	672	448	698	464	925	592
20	646	444	672	460	892	587
50	632	440	654	452	860	580
I00	632	440	650	448	860	580
500	632	440	650	448	860	580
I0 ³	632	440	650	448	860	580

T	Fe			Cu			Mo		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
0.2	I030	700	690	II60	760	735	I560	I020	I0I2
0.25	I0I3	700	688	II40	758	745	I540	I0I5	I005
0.3	I020	700	690	II47	765	760	I550	I020	IC05
0.35	I030	7I2	7I2	II63	765	762	I570	I022	I005
0.4	I043	705		II70	770	770	I590	I026	I0I0
0.5	I075	735		I200	795		I650	I060	I060
0.6	III0	750		I237	8I0		I685	I085	
0.7	II33	765		I265	825		I7I5	II00	
0.8	II63	775		I285	830		I740	III0	
0.9	II85	780		I305	840		I760	II20	
I	I225	795		I328	848		I780	II27	
1.5	I252	8I0		I375	870		I850	II50	
2	I260	8I3		I390	870		I880	II60	
3	I260	8I0		I395	868		I858	II40	

T	Fe			Cu			Mo		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
I4	2580	I440	900	2920	I540	935	4I50	I790	I025
I5	2490	I433	960	2800	I535	I000	4040	I775	I080
I7	2370	I390	I070	26I5	I500	I060	3800	I740	II90
20	2282	I325	I090	2480	I445	II90	3490	I680	I380
22	2275	I280	III5	2455	I407	I220	3300	I640	I440
25	2285	I260	II20	2430	I380	I250	3060	I580	I495
27	2320	I2I5	III5	2440	I330	I240	2960	I550	I475
30	2370	II80	I080	2460	I300	I2I0	2845	I5I0	I420
33	2423	II40	I045	2500	I285	II50	2785	I460	I350
35	2445	III0	I025	2530	I270	II30	2820	I440	I3I0
37	2460	I080	I000	2560	I240	III5	2850	I4I8	I300
40	2485	I040	960	26I5	II90	I050	2980	I380	I290
45	2530	990	900	2690	I090	985	3I70	I330	I250
50	2540	955	885	2720	I0I0	950	3230	I280	I200
55	25I7	920	865	2700	940	890	3270	I240	II70
60	2480	885	790	2645	920	870	3280	I200	II30
70	2290	835	765	2500	860	820	3225	II55	I095
80	2II0	800	740	2320	835	800	3075	II40	I060
90	I940	780	720	2I40	820	785	2895	III0	I040
0.I	I790	765	700	I970	8I0	780	27I0	III0	I022
0.I2	I5I0	750	697	I670	800	770	2355	I080	I020
0.I4	I290	725	697	I460	780	750	2060	I065	I0I6
0.I5	I220	720	697	I380	775	745	I925	I050	I0I6
0.I6	II50	720	697	I285	770	740	I800	I050	I0I6
0.I8	I070	7I0	695	I200	760	735	I630	I025	I0I6

T	Fe		Cu		Mo	
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$
5	I233	784	I370	840	I8I5	II00
7	I207	757	I335	825	I790	I085
I0	II85	743	I3I5	8I0	I782	I080
20	II40	735	I270	803	I720	I070
50	III0	720	I230	795	I690	I070
I00	III0	720	I230	795	I690	I070
500	III0	720	I230	795	I690	I070
I0 ³	III0	720	I230	795	I690	I070

T	cd			Sn			W		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
I4	4420	I920	I020	4420	I945	I020	5320	2440	950
I5	4280	I9I0	II00	4400	I940	I080	5430	2400	I020
I7	4I70	I880	I225	4260	I905	I270	5480	2370	I240
I8	4070	I860	I290	4I50	I890	I335	5450	2350	I400
20	3860	I840	I440	3980	I860	I465	5330	23I0	I560

T	Cd			Sn			W		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
22	3680	1800	1520	3770	1830	1505	5190	2270	1670
25	3420	1760	1575	3530	1780	1610	4960	2220	1760
27	3280	1720	1560	3370	1755	1610	4790	2195	1830
30	3125	1675	1518	3245	1717	1550	4550	2150	1850
33	3060	1630	1460	3180	1680	1535	4340	2100	1855
35	3080	1600	1420	3170	1645	1500	4200	2070	1870
40	3190	1520	1400	3260	1570	1440	4070	2010	1840
45	3350	1465	1365	3400	1500	1407	4000	1945	1800
50	3445	1420	1340	3500	1455	1370	4030	1900	1770
55	3510	1390	1300	3560	1410	1340	4125	1850	1740
60	3540	1340	1280	3610	1370	1300	4220	1820	1715
65	3560	1310	1260	3650	1340	1285	4270	1780	1680
70	3550	1280	1200	3680	1320	1260	4390	1760	1670
80	3460	1275	1190	3580	1290	1230	4440	1730	1650
90	3300	1235	1160	3390	1285	1215	4360	1720	1620
0.1	3030	1225	1125	3190	1260	1200	4200	1680	1610
0.12	2640	1200	1125	2760	1240	1180	3800	1680	1600
0.14	2340	1170	1125	2430	1235	1170	3380	1660	1600
0.15	2190	1170	1125	2295	1212	1170	3200	1660	1600
0.16	2070	1170	1125	2175	1200	1165	3040	1650	1600
0.18	1950	1165	1125	1990	1200	1165	2790	1650	1600
0.2	1770	1145	1120	1880	1200	1170	2660	1640	1600
0.25	1732	1140	1120	1810	1190	1165	2575	1640	1595
0.3	1740	1140	1120	1820	1190	1165	2575	1612	1585
0.35	1760	1135	1118	1840	1200	1183	2600	1615	1595
0.4	1780	1160	1146	1865	1210	1195	2640	1625	1615
0.5	1832	1180	1180	1940	1240	1240	2690	1640	1640
0.6	1885	1220		1985	1270		2755	1700	
0.7	1925	1240		2020	1285		2790	1720	
0.8	1945	1250		2040	1300		2812	1730	
0.9	1960	1260		2060	1300		2837	1740	
I	1980	1265		2080	1310		2850	1750	
I,5	2070	1270		2160	1320		2950	1780	
2	2080	1275		2185	1320		3000	1780	

T	Cd		Sn		W	
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$
3	2065	1250	2180	1290	2970	1750
5	2040	1222	2110	1240	2940	1740
7	2022	1222	2105	1240	2910	1735
10	1980	1220	2080	1240	2880	1710
20	1940	1215	2050	1240	2820	1695
50	1870	1190	1980	1240	2730	1680
100	1870	1190	1980	1240	2730	1680
500	1870	1190	1980	1240	2730	1680
10 ³	1870	1190	1980	1240	2730	1680

T	Pb			U		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
I4	5300	2580	900	5800	2820	800
I5	5440	2550	1060	5940	2770	900
I7	5720	2505	1200	6160	2700	1100
I9	5880	2462	1420	6345	2660	1300
20	5765	2460	1515	6360	2645	1410
22	5745	2435	1620	6350	2620	1510
25	5480	2380	1750	6170	2580	1680
27	5280	2355	1800	6020	2550	1800
30	4970	2280	1915	5760	2515	2000
35	4550	2180	2030	5350	2450	2200
40	4390	2170	1960	4990	2390	2080
45	4300	2130	1940	4800	2320	2060
50	4265	2080	1910	4710	2260	2025
55	4325	2035	1860	4690	2225	2100
60	4450	1980	1840	4760	2200	2030
70	4540	1940	1780	5040	2140	2030
80	4740	1900	1770	5190	2080	2000
90	4710	1870	1760	5200	2060	1960
0.1	4600	1840	1740	5080	2040	1960
0.12	4100	1800	1720	4600	2000	1960
0.14	3660	1800	1725	4120	1980	1940
0.15	3480	1800	1740	3920	1965	1925
0.16	3300	1780	1740	3720	1960	1920
0.18	3000	1760	1730	3420	1930	1905

T	Pb			U		
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{in}(p)$
0.2	2890	1760	1720	3240	1920	1890
0.25	2865	1740	1700	3150	1890	1860
0.3	2855	1730	1710	3160	1905	1880
0.35	2850	1725	1720	3180	1920	1910
0.4	2865	1740	1730	3210	1945	1930
0.5	2920	1785	1740	3240	1970	1945
0.6	2955	1815		3280	1985	
0.7	3000	1835		3350	2010	
0.8	3030	1860		3390	2040	
0.9	3060	1890		3435	2070	
I	3105	1895		3480	2080	
I.5	3240	1920		3560	2090	
2	3290	1920		3585	2095	
3	3270	1890		3580	2080	

T	Pb		U	
	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$	$\sigma_{tot}(n)$	$\sigma_{in}(n)$
5	3240	1850	3540	2063
7	3180	1835	3500	2060
10	3090	1830	3470	2050
20	3060	1830	3410	2040
50	2970	1830	3335	2005
100	2970	1830	3335	2005
500	2970	1830	3335	2005
10 ³	2970	1830	3335	2005

Литература

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
2. Сычев Б.С. и др. Препринт Радиотехнического института АН СССР № 834, М., 1983.
Барашенков В.С. Сообщение ОИЯИ P2-88-556, Дубна, 1988.
3. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., Энергоиздат, 1981.
4. Baltrusaitis R.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p.1380.
5. Hara T. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p.2058.
6. Kopeliovich B.Z., Nikolaev N.N., Potashnikova I.K.
JINR, E2-86-125, Dubna, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел

14 ноября 1989 года.

Барашенков В.С.
Ядро-ядерные сечения

P2-89-770

Для ядер ${}^4\text{He}$ - ${}^{238}\text{U}$ приводятся таблицы сечений неупругих и упругих взаимодействий протонов и нейтронов, полученные путем обработки известных сегодня экспериментальных данных в области энергий больше 14 МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод автора

Barashenkov V.S.
Nucleon-Nucleus Cross Sections

P2-89-770

The tables of inelastic and elastic total cross sections of neutron and proton interactions with nuclei ${}^4\text{He}$ - ${}^{238}\text{U}$ are presented. The tables are obtained by theoretical analysis of known experimental data for energies higher than 14 MeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989