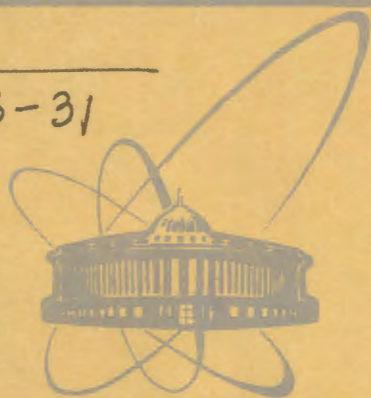


B-31



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

4902/2-79

3/12-79

P7 - 12568

В.П.Вербицкий, Ю.Э.Пенионжкевич, В.Н.Полянский,
К.О.Теренецкий

АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ ⁴⁰Ar,
^{40,48}Ca И ⁴⁸Ti НА ²⁰⁸Pb

1979

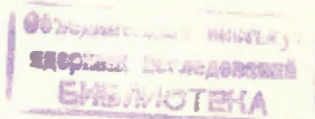
P7 - 12568

В.П.Вербицкий,* Ю.Э.Пенионжкевич, В.Н.Полянский,*
К.О.Теренецкий*

АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ ИОНОВ ^{40}Ar ,
 $^{40,48}\text{Ca}$ И ^{48}Ti НА ^{208}Pb

Направлено в ЯФ

* ИЯИ АН УССР, Киев



Вербицкий В.П. и др.

P7 - 12568

Анализ упругого рассеяния ионов ^{40}Ar ,
 $^{40,48}\text{Ca}$ и ^{48}Ti на ^{208}Pb

Проводится анализ по оптической модели полученных ранее экспериментальных данных упругого рассеяния ускоренных ионов ^{40}Ar , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{48}Ti на мишени из ^{208}Pb . Использовался пятипараметрический оптический потенциал. Расчет учитывал до 500 парциальных волн в разложении амплитуды рассеяния. Значение радиуса сильного поглощения по оптической модели находится в хорошем согласии с результатами квазиклассического анализа.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Verbitsky V.P. et al.

P7 - 12568

Analysis of Elastic Scattering of ^{40}Ar , $^{40,48}\text{Ca}$,
 ^{48}Ti Ions on ^{208}Pb

Previous data on elastic scattering of accelerated ^{40}Ar , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{48}Ti ions on ^{208}Pb target is analyzed within the optical model. The pentaparametrical optical potential was used. Up to 500 partial waves have been taken into account in scattering amplitude resolution. The value of strong absorption radius by the optical model agrees well with the results of quasiclassical analysis.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

В последние годы наблюдается повышенный интерес к изучению структуры магических ядер $^{40, 44, 48}\text{Ca}$. Связано это с тем, что ядро ^{48}Ca является, пожалуй, одним из самых нейтронообогащенных стабильных ядер. Проблемы, связанные с измерением среднеквадратичных радиусов распределения ядерной материи в этих ядрах, нами подробно изложены в работе ^{1/3}. В этой же работе были приведены экспериментальные результаты по упругому рассеянию ионов $^{40, 48}\text{Ca}$ на ядрах свинца, а также сделан их квазиклассический анализ, на основании которого были получены с большой точностью значения радиусов сильного поглощения для ядер ^{40}Ar , $^{40,48}\text{Ca}$ и ^{48}Ti , упруго рассеянных на ядрах ^{208}Pb , которые в пределах экспериментальной точности описывались зависимостью $r \sim A^{1/3}$.

В настоящей работе проводится дальнейший анализ полученных нами ранее данных по упругому рассеянию ускоренных ионов ^{40}Ar , $^{40,48}\text{Ca}$, ^{48}Ti на ядрах ^{208}Pb .

Несмотря на повышенный интерес к прямым взаимодействиям тяжелых ионов с атомными ядрами, наблюдающийся в последние годы, экспериментальные данные /а следовательно, и их анализ/ по упругому рассеянию и прямым реакциям ионов с $A > 40$ с тяжелыми ядрами весьма ограничен ^{1-3/}, что связано, в первую очередь, с небольшим числом ускорителей, позволяющих осуществлять подобного рода исследования. Изучение же даже такого простого процесса, как упругое рассеяние очень тяжелых ионов, может дать важную информацию как о механизме взаимодействия двух сложных ядер, так и об их структуре. Определенный интерес представляет изучение вопроса о применимости потенциального подхода для описания периферийного взаимодействия очень сложных систем и о характеристиках эффективного потенциала, моделирующего взаимодействие между

двумя сложными ядрами. Наконец, поскольку сильное поглощение является обязательной характеристикой взаимодействия очень тяжелых ионов при относительных энергиях, превышающих кулоновский барьер, можно ожидать, что при определенных условиях исследование упругого рассеяния ионов на тяжелых ядрах может оказаться самостоятельным методом изучения распределения плотности нуклонов в ядрах ^{3/}.

Мы проанализировали угловые распределения упруго рассеянных 302 МэВ ^{40}Ar и ^{40}Ca и 252 МэВ ^{48}Ca и ^{48}Ti ионов на ^{208}Pb ^{3/} по оптической модели и сопоставили результаты нашего анализа с выводами квазиклассического подхода ^{3, 4/}, попытавшись оценить целесообразность того или иного метода в зависимости от конкретного случая.

Как известно, основное предположение оптической модели заключается в том, что рассеяние может быть описано /во всяком случае для периферийных соударений/ комплексным потенциалом, зависящим только от расстояния r между центрами масс двух тяжелых ядер. Пятипараметрический оптический потенциал, использованный нами, имел обычный вид

$$V_{\text{opt}}(r) = Vf(r, R_v, a) + iWf(r, R_w, a), \quad /1/$$

где

$$f(r, R_x, a) = [1 + \exp(-\frac{r - R_x}{a})]^{-1}, \quad /1a/$$

$$R_x = R_{0x} (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}), \quad /16/$$

где A_P и A_T - массовые числа налетающего иона и ядра-мишени соответственно. Кулоновский потенциал выбирался для случая равномерно заряженной сферы

$$V_c(r) = \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_c^3} (3R_c^2 - r^2) \quad r \leq R_c, \\ = \frac{Z_P Z_T e^2}{r} \quad r \geq R_c, \quad /2/$$

$$R_c = 1.3(A_P^{1/3} + A_T^{1/3}).$$

Все расчеты по оптической модели выполнялись с помощью программы "SPI-GENOA" ^{5/}, адаптированной к ЭВМ CDC-6500 ОИЯИ. Программа позволяет проводить расчеты, учитывая до 500 парциальных волн в разложении амплитуды рассеяния, оптимизируя согласие между экспериментом и теорией по методу наименьших квадратов. Отдавая себе отчет в неизбежной многозначности параметров оптической модели, мы не задавались целью определять /или ограничивать/ ее область. Поэтому, выбрав в качестве отправного первый набор параметров из таблицы 2 ^{1/}, описывающий упругое рассеяние 340 МэВ ионов ^{40}Ar на ^{209}Bi и исследовав влияние параметров потенциала на рассчитываемое сечение, мы определили потенциал, удовлетворительно воспроизводящий экспериментальные данные. Рассчитанное с помощью этого потенциала дифференциальное сечение рассеяния ^{40}Ar на ^{209}Bi при энергии 340 МэВ также неплохо согласуется с экспериментальным. При описании данных для ^{48}Ca нам пришлось слегка /на $0,003 \text{ Фм}$ / уменьшить параметр радиуса мнимой части потенциала. Однако для согласования экспериментальных и теоретических результатов для ^{48}Ti пришлось заметно изменить все геометрические параметры. Потенциалы, полученные в настоящей работе, приведены в табл. 1, а результаты расчетов - на рис. 1 /точки - эксперимент, сплошные линии - теория/.

Таблица 1

Параметры оптической модели, полученные в результате подгонки экспериментальных данных, представленных на рис. 1

Частица	$E_{\text{лаб}}$ /МэВ/	V_0 /МэВ/	r_v /Фм/	a_v /Фм/	W_0 /МэВ/	r_w /Фм/	a_w /Фм/
^{40}Ar	302	87,0	1,2878	0,3243	83,9	1,2893	0,3243
^{40}Ca	302	87,0	1,2878	0,3243	83,9	1,2893	0,3243
^{48}Ca	252	87,0	1,2878	0,3243	83,9	1,2862	0,3243
^{48}Ti	252	87,0	1,2878	0,3146	83,9	1,2936	0,3146

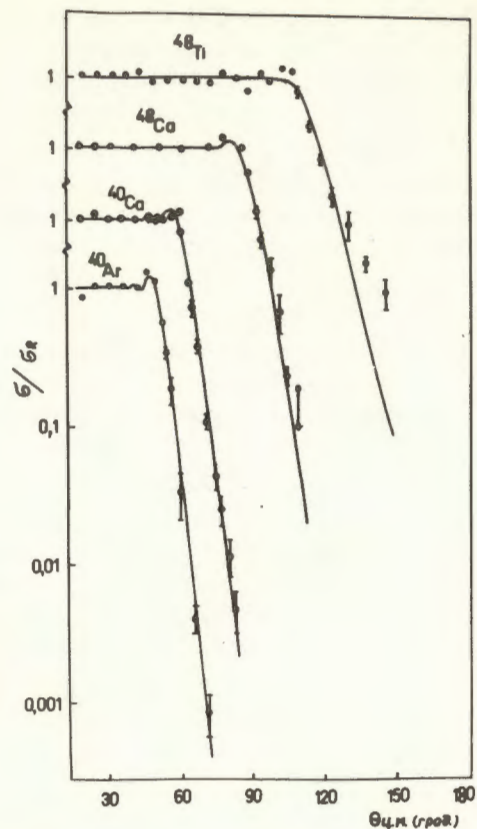


Рис. 1. Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию ионов ^{40}Ag , $^{40,48}\text{Ca}$ и ^{48}Tl на ядрах ^{208}Pb с помощью оптической модели. Точки - эксперимент, сплошные линии - теория /параметры см. в табл. 1/.

Не вдаваясь детально в анализ полученных значений параметров, отметим лишь сравнительно малую величину диффузности потенциала, что, по нашему мнению, может быть следствием того, что радиальная зависимость в виде обычного потенциала Вудса-Саксона может быть недостаточно точной ^{10/} в данном случае. На это же указывает и тот факт, что расчеты для $^{40,48}\text{Ca}$, выполненные с потенциалом Винтера-Кристиенса ^{10/}, полученным из анализа большой совокупности данных

по рассеянию более легких ядер, не воспроизводит анализируемых результатов /штриховые линии на рис. 2/. Для достижения согласия нам пришлось уменьшить рекомендуемую в ^{10/} диффузность /0,63 Фм до 0,53 Фм для ^{40}Ca и до 0,51 Фм для ^{48}Ca /. Результат показан на рис. 2 сплошными линиями. Как и следовало ожидать, модифицированные потенциалы Винтера-Кристиенса и приведенные в табл. 1 близки в районе радиуса сильного поглощения /рис. 3/.

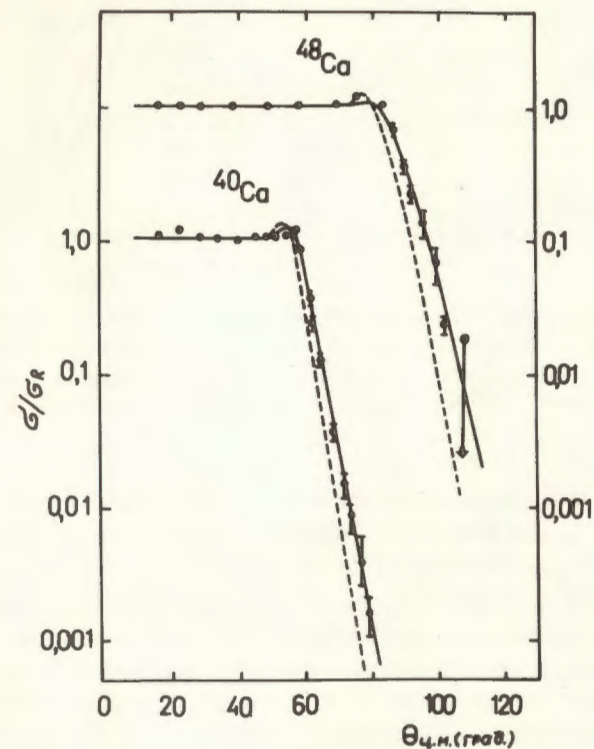


Рис. 2. Расчет экспериментальных данных по рассеянию ионов $^{40,48}\text{Ca}$ на ^{208}Pb с потенциалом Винтера-Кристиенса. Штриховые линии - расчет с параметрами $V_0 = 126,8 \text{ МэВ}$, $r_v = 1,185 \text{ Фм}$, $a_v = 0,63 \text{ Фм}$ для ^{40}Ca и $V_0 = 132,5 \text{ МэВ}$, $r_v = 1,188 \text{ Фм}$, $a_v = 0,63 \text{ Фм}$ для ^{48}Ca . Сплошные линии - расчет с $a_v = 0,53 \text{ Фм}$ для ^{40}Ca и $0,51 \text{ Фм}$ для ^{48}Ca . Параметры мнимой части потенциала такие же, как и в табл. 1 для соответствующих частиц.

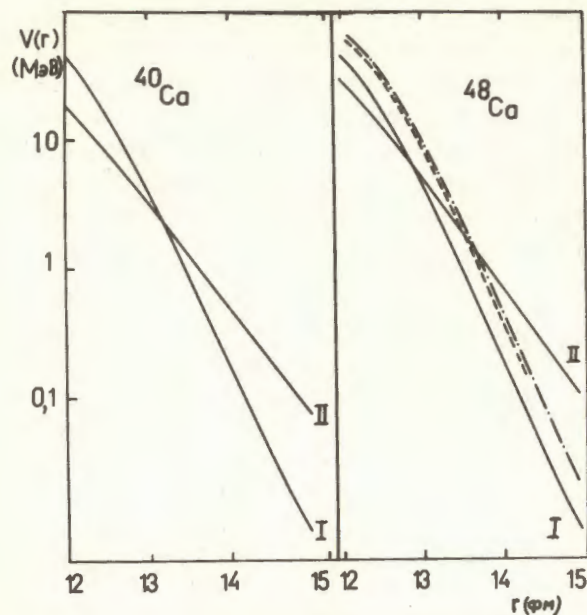


Рис. 3. Поведение потенциалов Вудса-Саксона /I/ и Виннера-Кристианса /II/ в районе радиуса сильного поглощения. Для ^{48}Ca представлен ход мнимой части потенциала: штриховая линия - Вудса-Саксона, штрих-пунктирная - Виннера-Кристианса.

В табл. 2 приведено сравнение расширенного /по сравнению с ^{3/}/ полуклассического анализа экспериментальных данных с результатами оптической модели. Очевидно очень хорошее согласие обоих методов. Обращает на себя внимание совпадение радиусов сильного поглощения для ^{40}Ar и ^{40}Ca . Отличие полученных параметров и величины сечения реакций в случае рассеяния ^{48}Ti можно объяснить возможным вкладом неупругих процессов в экспериментальный упругий пик, так как использованный нами метод выделения упругого пика ^{1/} при энергетическом разрешении $\Delta E \sim 2 \text{ МэВ}$, по-видимому, не позволяет надежно отделить неупругое рассеяние ^{48}Ti с возбуждением состояния $2^+ / 0,99 \text{ МэВ}$.

Наиболее интересным является вопрос о применении упругого рассеяния очень тяжелых ионов как самостоятельного метода исследования периферийного распределения плотности нук-

Таблица 2

Сравнение результатов анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию тяжелых ионов на ^{208}Pb полуклассическим методом и с помощью оптической модели

Частица	E /МэВ/	$\theta_{1/4}$ /град/	ℓ_{max}	R_{INT} /Фм/	σ_R /мбарн/	$\ell_{1/2}$ /Фм/	$R_{\text{в.а.}}$ /мбарн/	σ_R /Фм/	$r_0^{\text{в.а.}}$ /Фм/
^{40}Ar	302	53,30	169	13,55	2240	167	13,46	2189	1,44
^{40}Ca	302	64,03	150	13,46	1744	150	13,46	1798	1,44
^{48}Ca	252	92,58	108	13,75	962	109	13,81	1031	1,44
^{48}Ti	252	117,99	75	13,75	464	78	13,85	535	1,45

В полуклассическом анализе радиус взаимодействия $R_{\text{INT}} = r_{1/4} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ взят из работы ^{3/}, $\theta_{1/4}^\circ$ определялось по формуле для расстояния наибольшего сближения D при $D = R_{\text{INT}}$, $\ell_{\text{max}} = \eta \text{ctg}(\frac{1}{2}\theta_{1/4})$ и $\sigma_R = \pi \lambda^2 (\ell_{\text{max}} + 1)^2 / \lambda$; радиус сильного поглощения оптической модели определялся из $kR_{\text{в.а.}} = -\eta + [\eta^2 + \ell_{1/2} (\ell_{1/2} + 1)]^{1/2}$ как в ^{1/} и $r_0^{\text{в.а.}} = R_{\text{в.а.}} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^{-1}$.

лонов в ядрах ^{3/}. С одной стороны, наличие очень сильного поглощения позволяет с хорошей достоверностью определять радиусы сильного поглощения /табл. 2/, однако этот же факт снижает чувствительность эксперимента в области существенного перекрытия поверхностей соударяющихся ионов. Согласно ^{1/}, на расстоянии между центрами частиц, равном радиусу сильного поглощения, плотности распределения нуклонов в ионах не превышают $5 \div 7\%$ плотности в центре. На рис. 4 показан ход двухпараметрического фермиевского распределения плотности нейтронов в ^{40}Ca и ^{48}Ca . Очевидно, что основное различие между ними наблюдается при ρ/ρ_0 , превышающем 0,1.

Таким образом, на основании проведенного нами анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию ионов ^{40}Ar , $^{40,48}\text{Ca}$ и ^{48}Ti на ядрах ^{208}Pb в рамках оптической модели можно сделать вывод о том, что значения радиуса сильного поглощения, полученные в квазиклассическом анализе и по оптической модели, находятся в хорошем согласии.

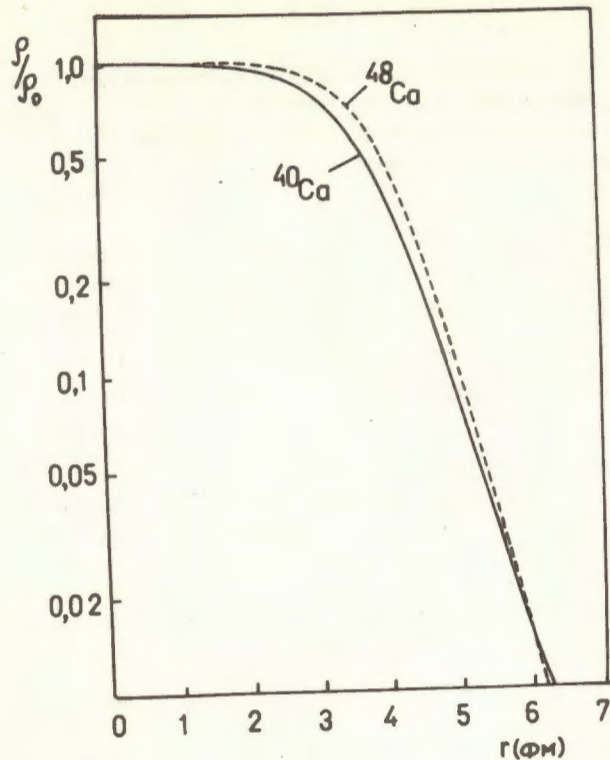


Рис. 4. Относительный ход распределения плотности нейтронов в ^{40}Ca и ^{48}Ca . Параметры распределения взяты из работы [1].

Однако повышение точности эксперимента, тщательное исследование упругого рассеяния в области углов, где существенна интерференция различных орбит, т.е. осцилляций экспериментальных дифференциальных сечений относительно резерфордского $\propto 1/s^4$, с помощью оптических потенциалов, рассчитываемых как свертка нуклон-нуклонных взаимодействий по плотности взаимодействующих ионов $\propto \rho$, или по усовершенствованной дифракционной модели $\propto \rho$, может оказаться весьма перспективным для изучения распределения плотности нуклонов в периферийной области ядра.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну за постановку задачи и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Birkelund J.R. et al. *Phys.Rev.*, 1976, C13, p.133.
2. Schröder W.U. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p.514.
3. Oganessian Yu.Ts. et al. *Nucl.Phys.*, 1978, A303, p.259.
4. Christensen P.R. et al. *Nucl.Phys.*, 1973, A207, p.33.
5. Nilsson B.S. *SPI-Genoa an Optical Model Search Code, the Niels Bohr Institute*, 1976.
6. Ball J.B. et al. *Nucl.Phys.*, 1975, A252, p.208.
7. Igo G. et al. *Phys.Lett.*, 1979, 818, p.151.
8. Braun-Munzinger P. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 38, p.944.
9. Frahn W.E. *Nucl.Phys.*, 1978, A302, p.267,281,301.
10. Christensen P.R., Winter A. *Phys.Lett.*, 1976, 65B, p.19.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июня 1979 года.