

УДК 539.17

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ВЫЗВАННЫЕ ^3He НА ЯДРЕ ^{19}F , ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ**В.Д. Сарана¹, Н.С. Луцай¹, Н.А. Шляхов²**¹Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
пл. Свободи, 4, г. Харків, 61077, Україна²Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"
ул. Академічеська 1, г. Харків, 61108, Україна

Поступила в редакцію 1 декабря 2009 г.

Работа посвящена экспериментальному исследованию сечений упругого рассеяния ^3He на ^{19}F и ядерных реакций $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$ и $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$ в интервале энергий ^3He 2,3 ÷ 4,2 МэВ. Измерены функции возбуждения и угловые распределения для переходов в основное и первые два возбужденных состояния ^{21}Ne и в основное, 5, 6, 7 возбужденных состояния ^{18}F . На основе характера поведения сечения определялся механизм реакций. Из флуктуационного анализа функций возбуждения и описания угловых распределений теорией составного ядра Хаузера-Фешбаха получены верхний $\Gamma_{\text{экс}} = 135 \pm 23$ кэВ и нижний $\Gamma = 70$ кэВ пределы значений ширины уровней составного ядра ^{22}Na при энергии возбуждения 21 МэВ, соответственно. Грубые оценки формы угловых распределений сечения реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$ в рамках БПИВ показывают, что, если происходит прямая одностадийная передача np -пары нуклонов, то это происходит с передачей преимущественно следующих орбитальных угловых моментов - при переходе в основное состояние ($3/2^+$) - $L = 2$, в 1-е возбужденное состояние ($5/2^+$) либо с одним $L = 2$, либо с $L = 2 + 4$ и с $L = 4$ для перехода во 2-е возбужденное состояние ($7/2^+$). Из-за сильного вклада механизма образования составного ядра, для подтверждения возможности прямого механизма реакции и достоверности найденных величин L , требуются эксперименты при более высоких энергиях.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ядерные реакции с 3-гелием, ядро-мишень фтор, переходы в 18-фтор и 21-неон, сечения, функции возбуждения, угловые распределения, механизм реакции, теория Хаузера-Фешбаха, метод искаженных волн.

NUCLEAR REACTIONS INDUCED BY ^3He ON ^{19}F NUCLEUS AT LOW ENERGIES**V.D. Sarana¹, N.S. Lutsay¹, N.A. Shlyahov²**¹V.N. Karazin Kharkiv National University
61077, Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine²National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"
Akademicheskaya St.1, 61108 Kharkiv, Ukraine

This work deal with experimental investigation cross sections of the elastic scattering ^3He on ^{19}F and nuclear reactions $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$ and $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$ with energies between 2.3 and 4.2 MeV. Excitation functions and angular distributions for transitions to ground and first two excite states of ^{21}Ne and to ground, 5, 6, 7 excite states of ^{18}F are measured. From a fluctuation analysis and comparison of experimental cross sections with expected on the theory of Hauser-Feshbach upper $\Gamma_{\text{exp}} = 135 \pm 23$ keV and lower $\Gamma_{\text{exp}} = 70$ keV limits of values of widths levels of compound nucleus ^{22}Na at energy excitation 21 MeV are deduced, correspondingly. Rough estimations of form of the angular distributions of cross section in the framework DWBA, show that, if there is a direct single-stage transition of np -pair of nucleons, then it takes place transitions with the transfers of mainly next orbital angular momentum - in transition to the ground-state of ($3/2^+$) - $L = 2$, to the 1-th excited states of ($5/2^+$) or with one $L = 2$, or with $L = 2+4$ and with $L = 4$ for transfer to the 2-th excited states ($7/2^+$). In view of the strong contribution of compound nucleus mechanism, for legality of these values L are required experiments with more high energies.

KEY WORDS: nuclear reactions with 3-helium, nucleus-target are a fluorine, transitions to the 18-fluorine and 21-neon, cross sections, excitation function, angular distribution, mechanism of reaction, theory of Hauser-Feshbach, distorted waves method.

ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ ВИКЛИКАНІ ^3He НА ЯДРІ ^{19}F ПРИ НИЗЬКИХ ЕНЕРГІЯХ**В.Д. Сарана¹, Н.С. Луцай¹, М.А. Шляхов²**¹Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет ім. В.М. Каразіна
пл. Свободи, 4, м. Харків, 61077, Україна²Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"
вул. Академічна 1, г. Харків, 61108, Україна

Робота присвячена експериментальному дослідженню перерізів пружного розсіяння ^3He на ^{19}F , та ядерних реакцій $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$ і $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$ в інтервалі енергій ^3He від 2,3 до 4,2 МэВ. Виміряні функції збудження та кутові розподіли для перетинів до основного та перших двох збуджених станів ^{21}Ne , а також до основного, 5, 6, 7 збуджених станів ^{18}F . На підставі характеру поведінки перерізу визначався механізм реакцій. З флуктуаційного аналізу функцій збудження та опису кутових розподілів теорією складеного ядра Хаузера-Фешбаха знайдено верхню $\Gamma_{\text{экс}} = 135 \pm 23$ кэВ і нижню $\Gamma_{\text{экс}} = 70$ кэВ межу значень ширини рівнів складеного ядра ^{22}Na при енергії збудження 21 МэВ, відповідно. Грубі оцінки форми кутових розподілів перерізів в межах Борнівського наближення збурених хвиль вказують, що, як би здійснювався прямий одностадійний перетин np -пари, то він відбувався би з передаванням переважно наступних орбитальних кутових моментів – при перетині в основний стан ($3/2^+$) – $L = 2$, в 1-ий збуджений стан ($5/2^+$) – або з $L = 2$, або з $L = 2 + 4$, та з $L = 4$ для перетину у 2-й збуджений стан ($7/2^+$). Из-за сильного вклада механізму утворення складеного ядра, для підтвердження можливості прямого механізму реакції і достовірності знайдених величин L , потрібні експерименти при вищих енергіях.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ядерні реакції з 3-гелієм, ядро-мішень 19-фтор, перетини у 18-фтор та 21-неон, перерізи, функції збудження, кутові розподіли, механізм реакції, теорія Хаузера-Фешбаха та метод збурених хвиль.

Изучению как структуры так и процессов взаимодействия легких сложных ядер с ядрами начала sd-оболочки и в области ядра ^{20}Ne , в частности, уделялось большое внимание в течении всей истории развития ядерной физики вплоть до настоящего времени [1-4]. В последнее время интерес к этим ядрам связан так же с астрофизическими аспектами эволюции звезд на их последних фазах.

Однако, до сегодняшнего дня существует очень ограниченное количество экспериментальных данных о характеристиках ядерных реакций, вызванных ^3He на нечетных по массе ядрах ^{19}F , ^{21}Ne и ^{23}Na . Реакция $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$ из-за большой положительной величины теплоты реакции использовалась для получения возбужденных состояний ^{21}Ne [5] и для заселения уровней при исследовании угловых p - γ корреляций, с целью определения квантовых характеристик уровней [6, 7]. Изучению функций возбуждения (ФВ) и угловых распределений сечений, характеризующих механизм протекания реакции, не было посвящено ни одной работы. В реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},n)^{21}\text{Ne}$ при энергии налетающих частиц ^3He 5,85 МэВ исследовались угловые распределения для сильно заселяемых высоковозбужденных состояний ^{21}Ne с изоспином $T = 3/2$. Плохое энергетическое разрешение в высокоэнергетической части спектра нейтронов не позволило разрешить низкоэнергетические состояния ядра ^{21}Ne . Характер угловых зависимостей для выделенных состояний соответствует прямому процессу. [8]. Реакция изучалась в интервале энергий 4,2 – 10,0 МэВ. В реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$ исследовались функции возбуждения и угловые распределения для переходов в два относительно сильно заселяемых состояния 3,063 МэВ 2^+ $T = 1$ и 3,134 МэВ 1^- $T = 0$ [9]. Угловые распределения имеют характер поведения соответствующий прямому одностадийному процессу подхвата при энергиях ^3He выше 4 МэВ. Функции возбуждения этой реакции в интервале энергий ^3He 4,0 – 10,1 МэВ показывают флуктуирующий характер со структурами, имеющими большие ширины. Это может указывать на значительный вклад механизмов образования составной системы, приводящих как к обычным высоковозбужденным состояниям испарительной модели так и к более простым входным состояниям. При более высоких энергиях в работе [10]. для данной реакции изучалась переходы в состояния с отрицательной четностью. Однако, функции возбуждения реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},^6\text{Li})^{16}\text{O}_{\text{о.с.}}$ в интервале энергий ^3He 2,0 – 6,0 МэВ показывает плавный ход с максимумом в районе 4,5 – 5 МэВ. Угловое распределение при энергии ^3He 5,0 МэВ показывает характерные особенности прямого процесса и описывается Борновским приближением искаженных волн (БПИВ) с нулевым радиусом взаимодействия для передачи тритона, что может быть одним из признаков присутствия трехнуклонной компоненты в волновых функциях основных состояний ^{19}F и ^6Li [11]. В ряде работ представлены анализы угловых распределений реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},d)^{20}\text{Ne}$, измеренных при энергиях выше 9,5 МэВ и имеющие характерные признаки прямого процесса реакции протонной передачи. Переходы в первые 0^+ и 2^+ состояния ^{20}Ne хорошо описываются БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия [12]. Роль вкладов прямых механизмов второго порядка в данную реакцию изучалась в работах [13].

Предварительные результаты измерений для упругого рассеяния ^3He на ^{19}F и реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$ опубликованы в работах [14, 16, 17]. Результаты измерений функций возбуждения и угловых распределений для реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$ представлены в данной работе. Работа посвящена исследованию возможных механизмов протекания ядерных реакций вызванных низкоэнергетическими ионами ^3He на ядре ^{19}F . Рассматривается роль механизма образования составного ядра ^{22}Ne на основе статистической теории Хаузера-Фешбаха (Х-Ф), а также возможность вклада одностадийного прямого процесса передачи n - p пары нуклонов на основе оценок описания формы угловых распределений в рамках БПИВ с нулевым радиусом взаимодействия для переходов в первые три состояния остаточного ядра ^{21}Ne в реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$. С помощью теории Х-Ф и БПИВ удается передать характер поведения угловых распределений при отдельных энергиях налетающих частиц. Однако довольно быстрое изменение формы угловых распределений в относительно узком интервале энергий налетающих частиц указывает на существенный вклад интерференционных явлений связанных с существенным вкладом образования составного ядра.

Цель работы - экспериментальное исследование сечений упругого рассеяния ^3He на ^{19}F и ядерных реакций $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$ и $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$ в интервале энергий ^3He 2,3 ÷ 4,2 МэВ.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились на вертикальном электростатическом ускорителе ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ г. Дубна. Ускоренный пучок ионов ^3He после прохождения 90° -магнитного анализатора фокусировался системой квадрупольных линз и, пройдя азотную ловушку, раздаточный магнит и систему коллиматоров, попадал в камеру рассеяния на исследуемую мишень. Использовались мишени двух типов: слой CaF_2 нанесенный на тонкую углеродную подложку толщиной 10-15 мкг/см² или на более толстую никелевую толщиной ~35 мкм. При измерения функций возбуждения использовались мишени толщиной ~40 мкг/см², которые при энергии ^3He равной 3,4 МэВ давали потери энергии $\Delta E \sim 55$ кэВ, при измерении угловых распределений сечений использовались более толстые мишени ~80 мкг/см². Число частиц ^3He , падающих на мишень, определялось по измерению общего заряда пучка с помощью либо цилиндра Фарадея установленного за мишенью с тонкой подложкой, либо с помощью самой мишени на толстой подложке окруженной защитным стаканом. Для измерения спектров упруго рассеянных ^3He и α -частиц из реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$ использовались мишени на углеродных подложках, а протонов из реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$ мишени на никелевых подложках.

Энергетические спектры частиц из реакций измерялись полупроводниковыми спектрометрами на основе:

а) поверхностно-барьерных золото-кремниевых детекторов, изготовленных из низкоомного кремния ($\rho \sim 250 \text{ Ом/см}^3$) с собственным энергетическим разрешением на половине пика $\Delta E_{1/2} \sim 25 - 30 \text{ кэВ}$ для измерения α -частиц с энергией до 10 МэВ; и б) кремний-литиевых с Р-і-N структурой, рабочая толщина которых позволяла измерять энергии протонов до 18-20 МэВ с собственным энергетическим разрешением для протонов на полувысоте пика $\Delta E_{1/2} \sim 80 - 100 \text{ кэВ}$ при комнатной температуре. Детекторы изготавливались в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

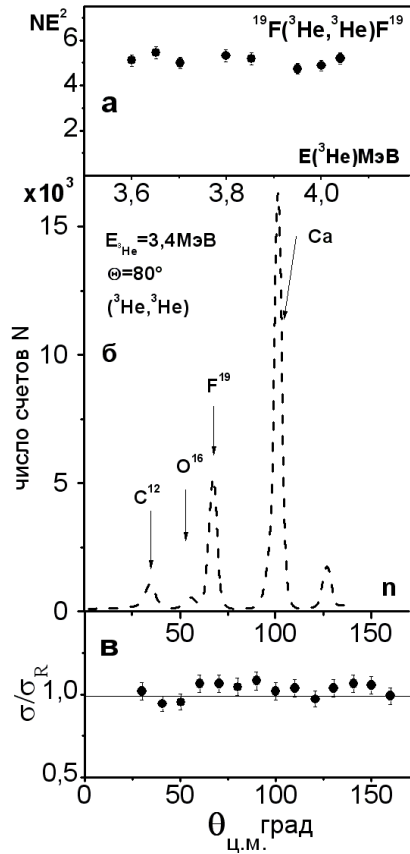


Рис. 1. Результаты исследования упругого рассеяния ^3He на ^{19}F . а – энергетическая зависимость произведения числа счетов под пиком от упругого рассеяния ^3He на ^{19}F на квадрат энергии налетающих частиц. б – спектр упруго рассеянных ионов $^3\text{He}^+$ на мишени $\text{CaF}_2 + \text{C}$ (подложка) при энергии 3,4 МэВ на угол $\theta_{\text{л}} = 80^\circ$. в – угловое распределение отношения измеренного дифференциального сечения упруго рассеяния ^3He на ^{19}F к сечению кулоновского рассеяния при энергии налетающих частиц ^3He 4,0 МэВ.

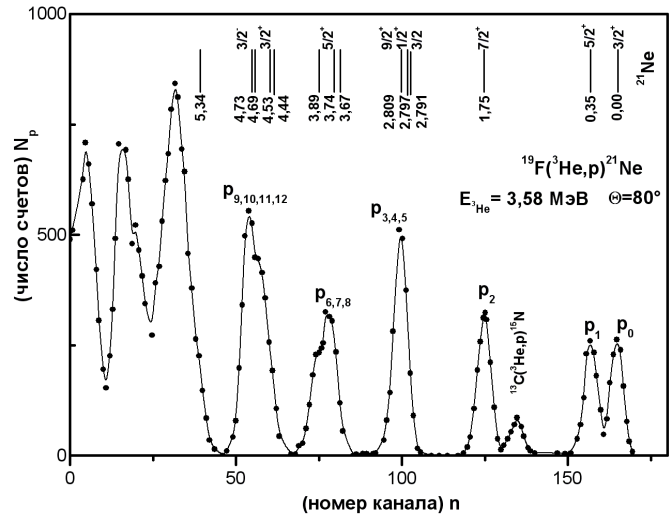


Рис. 2. Спектр протонов из реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \text{p})^{21}\text{Ne}$ при энергии ^3He 3,58 МэВ, измеренного под углом $\theta_{\text{л}} = 80^\circ$.

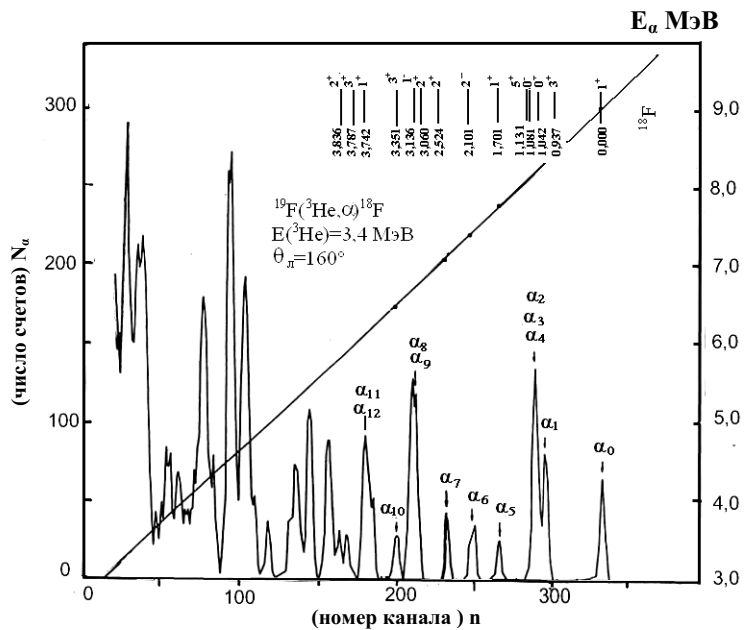


Рис. 3. Спектр α -частиц из реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \alpha)^{18}\text{F}$ измеренный при энергии ^3He 3,40 МэВ под углом $\theta_{\text{л}} = 160^\circ$.

Измерение функций возбуждения и угловых распределений производилось одновременно с помощью пяти кремний-литиевых или трех поверхностно-барьерных детекторов, расположенных на вращающемся турели, и одного мониторингового детектора расположенного под углом 90° относительно направления пучка бомбардирующих ионов. Вращением турели обеспечивались измерения в интервале углов $0 - 160^\circ$. Диаметр пятна пучка на мишени составлял приблизительно 2 мм. Апертура пучка частиц, вылетающих из мишени, задавалась диафрагмами, расположенными возле входного окна детекторов и составляла $7,5^\circ$ для измерения протонного спектра и 10° для измерения спектров α -частиц.

Для уменьшения загрузки кремний-литиевых детекторов от упруго рассеянных ^3He и для очистки спектра

протонов от загрязнения α -пиками перед диафрагмами детекторов протонов устанавливались алюминиевые фольги общей толщиной 60 – 100 мкм. (при измерениях в задней полусфере). При измерениях (${}^3\text{He}, p$) реакций в передней полусфере роль тормозящих фольг перед детектором выполняла толстая подложка мишени. При регистрации α -частиц устанавливалась минимальная толщина детектора необходимая для определения энергии у самой высокоэнергетической группы и устанавливались фольги для отсекаания упруго рассеянного ${}^3\text{He}$ для измерений под передними углами.

Импульсы от детекторов через зарядово-чувствительные предусилители, формирующие усилители, пороговые усилители подавались на кодировщик номера группы каналов многоканального анализатора АИ-4096 (магнитная память анализатора разбивалась на 8 групп по 512 каналов в каждой группе). Для учета просчетов анализатора в спектрах нормировку числа счетов под пиками производили на число счетов импульсов в линии спектра от импульсов интегратора тока с цилиндра Фарадея записанного в отдельной группе анализатора в номерах каналов приблизительно соответствующих средне взвешенному по измеряемым спектрам в других группах. Это число отсчетов контролируется с помощью отдельного пересчетного прибора. Информация о спектрах, накопленная в магнитном запоминающем устройстве анализатора через коммутатор выводилась либо на цифropечать, либо на графopостроитель или запоминалась в вычислительной машине БЭСМ -3. Более детальное описание электронного оборудования дано в работе [14].

На рис. 1б, 2 и 3 представлены примеры спектров измеренных в упругом рассеянии ${}^3\text{He}$ на мишени из CaF_2 на углеродной подложке, и в реакциях ${}^{19}\text{F}({}^3\text{He}, \alpha){}^{18}\text{F}$ и ${}^{19}\text{F}({}^3\text{He}, p){}^{21}\text{Ne}$, соответственно. Полное энергетическое разрешение эксперимента (пучок + мишень + геометрия эксперимента + детектор) составляло для ${}^3\text{He}$ $\Delta E_{1/2} = 30$ кэВ, для α -спектров $\Delta E_{1/2} = 45 - 55$ кэВ, для спектра протонов $\Delta E_{1/2} = 140 - 150$ кэВ.

При определении дифференциального сечения измеряли площадь пика для исследуемого уровня остаточного ядра. Число атомов в мишени на углеродной подложке определяли по упругому рассеянию ${}^3\text{He}$. Упругое рассеяние предполагалось чисто резерфордским. Справедливость этого предположения подтверждается двумя контрольными опытами. В первом измерялась функция возбуждения в интервале энергий бомбардирующих ионов ${}^3\text{He}$ от 3,6 до 4,1 МэВ. Показано (см. рис. 1а), что зависимость NE^2 от $E({}^3\text{He})$ (N – число счетов под пиком) в интервале ошибок эксперимента ($\approx 2\%$) постоянна и не зависит от энергии. В другом эксперименте измерялась угловая зависимость сечения от угла (рис. 1в). Видно, что отношение измеренного сечения $\sigma(\theta)$ к резерфордскому, рассчитанному программой для оптической модели [15] только с одним кулоновским потенциалом - $\sigma_R(\theta)$ в пределах статистических ошибок ($\approx 3\%$) является постоянным и близким к единице.

Энергетическая шкала электростатического генератора калибровалась по порогу реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ с погрешностью не более 1%. Разброс по энергии для пучка в центре мишени не превышал 8 кэВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Спектры регистрируемых частиц

На рис. 1б показан спектр соответствующий упругому рассеянию ионов ${}^3\text{He}$ с энергией $E({}^3\text{He}) = 3,4$ МэВ на мишени из CaF_2 с тонкой углеродной подложкой под углом измерения 80° . В спектре наблюдается загрязнение кислородом и тяжелым элементом из материала CaF_2 , использованного для изготовления мишени. При энергии налетающих частиц 4,0 МэВ разрешение спектрометра позволяет разделять пики ${}^{19}\text{F}$ и ${}^{16}\text{O}$ при углах рассеяния до 30° . С помощью упругого рассеяния определялась устойчивость мишени под пучком путем определения стехиометрии CaF_2 до и после непрерывного облучения мишени на углеродной подложке в течение двух суток. Разница составляла не более 2% при среднем токе пучка через мишень порядка 0,5 мкА.

На рис. 2 представлен типичный спектр протонов из реакции ${}^{19}\text{F}({}^3\text{He}, p){}^{21}\text{Ne}$, измеренный под углом 80° при энергии $E({}^3\text{He}) = 3,58$ МэВ. Из сравнения с известным спектром остаточного ядра ${}^{21}\text{Ne}$, представленным на этом же рисунке в соответствующем масштабе показывает, что в спектре наблюдается ряд четко разрешенных по энергии групп протонов p_0 , p_1 и p_2 , которые соответствуют основному $3/2^+$, возбужденным состояниям 0,35 МэВ $5/2^+$ и 1,75 МэВ $7/2^+$. Другие наблюдаемые отдельные группы протонов относятся к перекрывающимся из-за недостаточного энергетического разрешения мультиплетам уровней. Спектр хорошо согласуется со спектром измеренным на магнитном спектрометре [5]. Наблюдается так же вклад сопутствующей реакцией ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, p){}^{15}\text{N}_{o.c.}$ от ${}^{13}\text{C}$ входящего в состав подложки, что приводило к необходимости вводить поправки в результаты измерений угловых распределений при энергиях налетающих частиц выше 3,7 МэВ, что понижает достоверность полученных результатов для группы p_2 . Следует отметить отсутствие значительных отличий в интенсивности заселения этих низколежащих уровней остаточного ядра в данной реакции. Это может быть связано с общей (одинаковой) природы этих уровней. Эти уровни являются членами хорошо развитой $K^\pi = 3/2^+$ (основное состояние) вращательной полосы связанной с положением не спаренного нуклона (нейтрона) на Нильсоновской орбите $\alpha = 7$ поверх вытянутого кора, характеризуемого деформацией $\eta = +4$ [18]. Тогда как, в микроскопическом описании оболочечной модели возникают трудности связанные с существованием низкоэнергетических состояний положительной четности с высоким спином, таких, как 1,75 МэВ $7/2^+$ и 2,809 МэВ $9/2^+$, в терминах модели оболочек называемых "J-запрещенными", поскольку они почти не содержат вклада от $g_{7/2}$ и других более высоких однейтронных орбит. Следующие три

изолированных пика образованы группами протонов p_{3-5} , p_{6-8} и p_{9-12} являются суммой сильно перекрывающихся триплетов и квадруплета групп протонов. В области низких энергий налетающих частиц нет предпосылок к тому, что в этих пиках будет доминирующий вклад от какой либо одной или двух групп, что позволили бы выделить их вклад. По этому эти группы в работе не рассматривались.

На рис. 3 представлен типичный спектр α -частиц получаемых в ядерной реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$, измеренный под углом 160° при энергии налетающих ионов ^3He $E(^3\text{He}) = 3,4$ МэВ. Энергетическая калибровка спектра производилась на основании хорошо известных значений энергий уровней [19] и показана на этом рисунке прямой линией. Характер распределения интенсивностей линий хорошо соответствует спектру, измеренному магнитным спектрометром при более высокой энергии [20]. Исследовались переходы в основное 1^+ , $1,701$ МэВ 1^+ , $2,101$ МэВ 2^- , $2,524$ МэВ 2^+ и $3,351$ МэВ 3^+ состояния, соответствующие хорошо разрешенным группам α -частиц α_0 , α_5 , α_6 , α_7 и α_{10} . Природа этих энергетических уровней состоит в том, что основное состояние является двухчастичным $(d_{5/2})^2$, а состояния с положительной четностью α_5 ($1,701$ МэВ), α_7 ($2,524$ МэВ) и α_{10} ($3,351$ МэВ) являются частично-дырочными ($4p-2h$) деформированными с конфигурацией $p^{-2}(2s1d)^4$; для них одностадийные прямые реакции одно и двухнуклонной передачи подавлены. Состояние с отрицательной четностью α_6 ($2,101$ МэВ) по-видимому имеет природу ($3p-1h$) состояния с конфигурацией $(p_{1/2})^{-1}(2s,1d)^3$, которое слабо возбуждается в реакции однонуклонного срыва $^{17}\text{O}(^3\text{He},d)^{18}\text{F}$ [21] и сильно в реакции однонуклонного подхвата $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$ [22]. Относительно слабая интенсивность группы α_6 под задним углом может означать, что реакция проходит за счет механизма образования составного ядра.

Функции возбуждения

На рис. 4 представлены результаты измерений дифференциальных сечений реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$ для основного (p_0) состояния и первых двух возбужденных разрешенных состояний: группы протонов p_1 ($E_x = 0,35$ МэВ $5/2^+$), p_2 ($E_x = 1,75$ МэВ $7/2^+$), а так же для пика с неразрешенными группами протонов $p_3 + p_4 + p_5$, соответствующих состояниям $E_x = 2,791$ МэВ $3/2^-$; $E_x = 2,797$ МэВ $1/2^+$; $E_x = 2,869$ МэВ $9/2^+$. Для групп p_0 (рис. 4а), p_1 (рис. 4б) и $p_{3,4,5}$ (рис. 4г) функции возбуждения измерены при углах 10° , 40° , 100° , 130° и 160° в интервале энергий налетающих частиц $E(^3\text{He}) = 2,4 \div 4,2$ МэВ, а для группы p_2 на рис.4в представлены в том же интервале энергий функции возбуждения для углов 10° и 40° , а для 160° в интервале $3,2 \div 4,2$ МэВ из-за загрязнения спектра, о котором говорилось выше. Измерения функций возбуждения проводились с шагом по энергии 50 кэВ соизмеримым с энергетическими потерями бомбардирующих частиц в мишени. Представлены результаты измерений с мишенью на толстой подложке. Результаты измерений с мишенью на тонкой углеродной подложке сдвинутые на 25 кэВ по энергии налетающих частиц великолепно ложатся между точек предыдущих измерений, подтверждая их корректность.

Среднеквадратичная статистическая ошибка измерения выхода реакции с учетом выделения фона составляла порядка 8% для области энергий ниже $3,3$ МэВ и 6% для измерений выше $3,5$ МэВ. Абсолютное значение сечения определялось для измерений с мишенью на тонкой углеродной подложке, а затем производилась нормировка на эти значения выходов полученных с мишенью на толстой подложке (ошибка 5%). Абсолютное значение сечения реакции, измеренной одновременно с упругим рассеянием на угол 160° при энергии $E(^3\text{He}) = 4,0$ МэВ, определялось с точностью $\approx 13-15\%$. Таким образом, полная среднеквадратичная ошибка определения абсолютного значения сечения составляла порядка 18% .

Как видно из рис. 4 функции возбуждения, соответствующие энергии возбуждения составного ядра ^{22}Na в районе 21 МэВ, имеют ряд особенностей поведения:

1) все они имеют возрастающий характер;

2) для всех функций возбуждения в области энергий от $2,4$ МэВ до приблизительно $3,0$ МэВ сечения под всеми углами возрастают монотонно и близки по величине, что характерно для многих реакций со сложными частицами при энергиях бомбардирующих частиц значительно ниже кулоновского барьера;

3) при энергиях выше $3,0$ МэВ функции возбуждения имеют двойственный характер – одни продолжают плавно возрастать, а другие показывают наличие резонансоподобных структур. Монотонный характер возрастания сечения с небольшими флуктуациями в пределах двух статистических ошибок имеют ФВ для группы p_0 под углами 100° , 130° , 160° , хотя под углами 130° и 160° , начиная с $3,5$ МэВ, наблюдается более резкое возрастание сечения чем под углом 100° (рис. 4а). Достаточно плавное возрастание так же наблюдается для группы p_1 при 40° (рис. 4б), а для пика, соответствующего группам $p_3 + p_4 + p_5$, под всеми углами кроме 10° (рис. 4г). Следует заметить, что для этих групп максимальное сечение находится под углом 10° . Число достаточно сильных флуктуационных максимумов в измеренном интервале энергий составляет $1 - 2$ и их ширина на полувысоте лежит в пределах приблизительно $200 - 400$ кэВ. Характер поведения ФВ указывает на значительный вклад механизма образования составного ядра, который в области малых энергий ФВ больше соответствует статистической теории Хаузера-Фешбаха, хотя есть признаки присутствия при больших энергиях вклада либо прямого процесса, либо интерференционных явлений между входными каналами реакции, приводящими к образованию перекрывающихся состояний составного ядра.

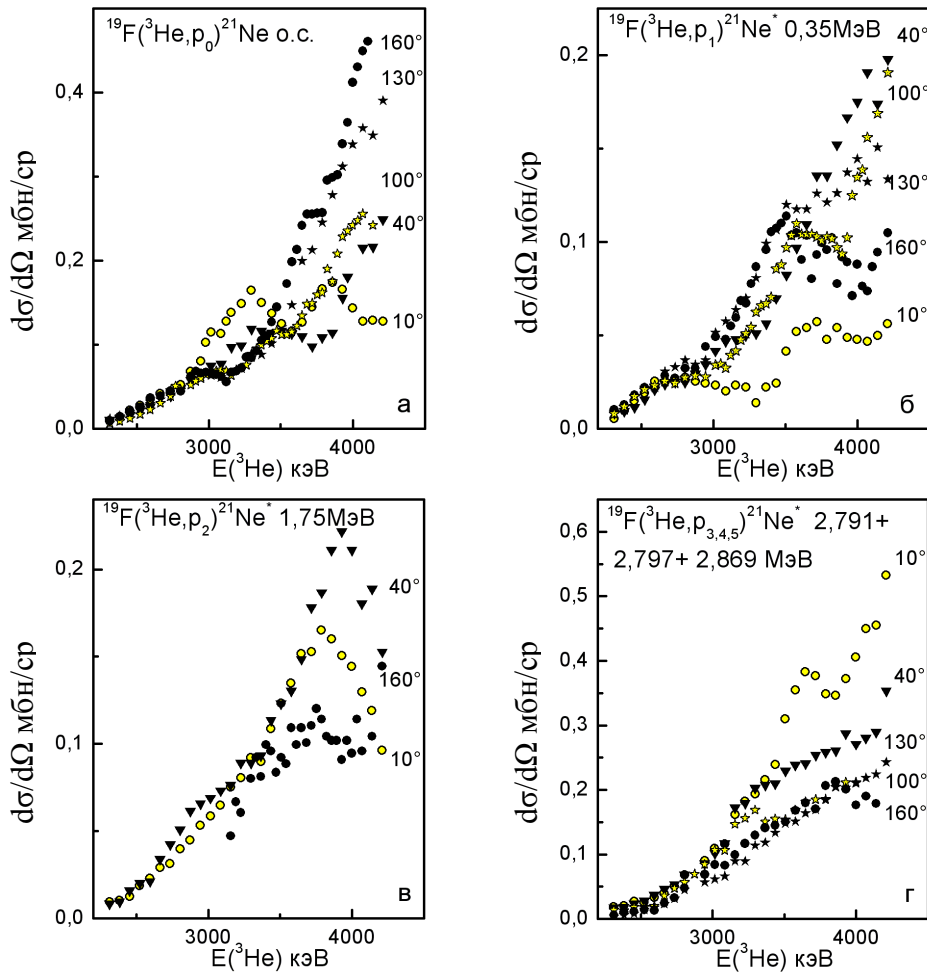


Рис. 4. Функции возбуждения реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p)^{21}\text{Ne}$, измеренные под углами \circ - 10° , \blacktriangledown - 40° , \star - 100° , \star - 130° , \bullet - 160° для групп протонов, соответствующих состояниям ^{21}Ne
 а - (p_0) - основное состояние,
 б - (p_1) - 0,35 МэВ,
 в - (p_2) - 1,75 МэВ,
 г - ($p_3 + p_4 + p_5$) сумма неразрешенных групп при 2,791, 2,797 и 2,869 МэВ.

Дифференциальные сечения для реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \alpha)^{18}\text{F}$ для α_0 α_5 α_6 α_7 α_{8+9} α_{10} , измеренные в интервале энергий 2,820 – 3,582 МэВ под углами 80° , 120° и 160° с шагом 51 кэВ, представлены на рис. 5.

Величина сечения приблизительно на порядок величины меньше чем для $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p)^{21}\text{Ne}$ реакции. Измеренные функции возбуждения для этой реакции имеют более ярко выраженный флуктуационный характер и не имеют четко выраженной тенденции к увеличению величины сечения с увеличением энергии бомбардирующих частиц. Величины сечений для суммы групп α_{8+9} хорошо согласуются с тенденцией хода сечения при энергиях около 4 МэВ, найденного в работе [9]. Число интенсивных флуктуационных максимумов в функциях возбуждения составляет 1 – 3.

Поскольку эффекты составного ядра обнаруживают себя как Эриксоновские флуктуации в функциях возбуждения, то, следуя Бринку и Стефану [23] среднюю ширину уровней в возбужденных состояниях составного ядра можно оценить из числа флуктуационных максимумов на единицу энергии (1 МэВ) в функциях возбуждения с помощью выражения (1)

$$\Gamma = \frac{b_{N_{эфф}}}{2n}, \quad (1)$$

где $b_{N_{эфф}}$ является монотонной функцией $N_{эфф}$ эффективного числа магнитных подсостояний, участвующих в реакции, со значениями 1 (для $N_{эфф} = 1$) и 0,71 (при $N_{эфф} \rightarrow \infty$). $N_{эфф}(90^\circ) = !/2[(2s_a + 1)(2s_b + 1)(2i + 1)(2j + 1)]$ где s_a , s_b , j и i есть спины, соответственно, падающей и вылетающей частиц, ядра мишени и конечного ядра. Данные подсчета числа пиков в ФВ и когерентные ширины получающиеся для $N_{эфф} = 1$ и $N_{эфф}^{max} = N_{эфф} \rightarrow \infty$ и $N_{эфф}(90^\circ)$ для разных групп протонов представлены в табл. 1 для двух подходов к учету числа максимумов в ФВ. 1-й, когда учитывались только пики с большими амплитудами и 2-й, когда учитывались флуктуации сечения с амплитудой порядка удвоенной величины статистической ошибки измерения сечения (в таблице даны в скобках) Усредненные по данным для 17 ФВ для $\Gamma_{max}(N_{эфф} = 1) = 348$ кэВ и $\Gamma_{min}(N_{эфф}^{max}) = 246$ кэВ, что дает для первого подхода $\Gamma_{эксн}(B-C) = 297 \pm 51$ кэВ, а для второго подхода $\Gamma_{max}(N_{эфф} = 1) = 158$ кэВ и $\Gamma_{min}(N_{эфф}^{max}) = 112$ кэВ и $\Gamma_{эксн}(B-C) = 135 \pm 23$ кэВ Аналогичный анализ ФВ для реакции $^{20}\text{Ne}(d, p)^{21}\text{Ne}$ для переходов в те же состояния, что и у нас и при тех же энергиях возбуждения составного ядра ^{22}Na (21 МэВ) дает значение $\Gamma_{max}(N_{эфф} = 1) = 140$ кэВ [24], что очень хорошо согласуется с нашим результатом, учитывающим слабые

флуктуации. Несмотря на то, что (d,p) реакция измерялась при энергиях значительно выше кулоновского барьера и по этому во входном канале реакции эффективно участвовало большее число парциальных волн с большим набором угловых моментов, чем в нашем подкулоновском случае. Замечательное соответствие между нашим результатом для второго подхода и результатом, полученным в работе [24] при лучших статистических экспериментальных условиях указывает на необходимость учета и малых флуктуаций сечения в ФВ при оценках средней когерентной ширины уровней составного ядра Γ в методе Бринка-Стефана [23].

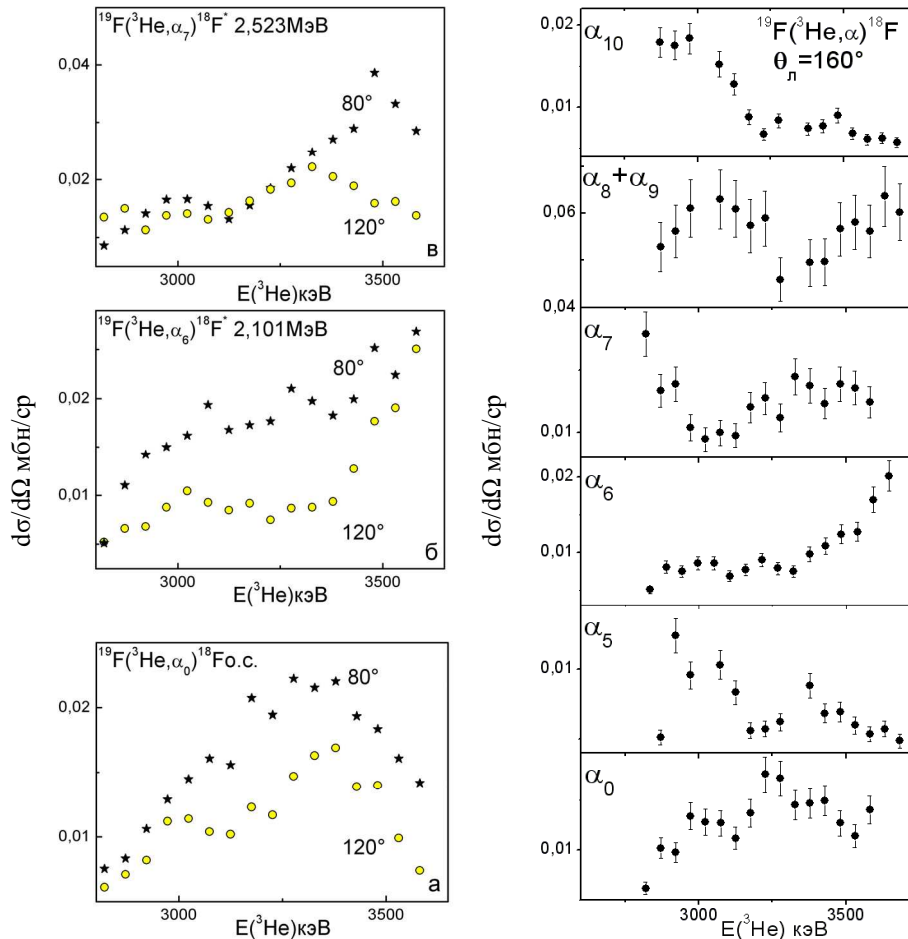


Рис. 5. Функции возбуждения реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \alpha)^{18}\text{F}$, измеренные под углами \star - 80° и \circ - 120° для групп α -частиц: а - (α_0) - основное состояние б - (α_6) - 2,101 МэВ, в - (α_7) - 2,524 МэВ, и под углом 160° для групп - (α_0 , о.с., α_5 - 1,701 МэВ, α_6 - 2,101 МэВ, α_7 - 2,523 МэВ, $\alpha_8 + \alpha_9$ - 3,060 + 3,136 МэВ и α_{10} - 3,351 МэВ) - правая колонка графиков.

Аналогичный анализ ФВ для реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \alpha)^{18}\text{F}$ для α_0 α_5 α_6 α_7 α_{8+9} α_{10} групп так же был проведен и результаты представлены в табл. 2. Однозначность результата ограничена трудностью выделения пиков флуктуаций из-за большого разброса точек связанного с относительно небольшой статистической точностью измерений, обусловленной малыми сечениями реакции (от единиц до нескольких десятков мкрбн/ср). Но, не смотря на это, при анализе данных использовался второй подход, как и в случае реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p)^{21}\text{Ne}$. Усредненные по данным для 11 ФВ дали $\Gamma_{\max}(N_{\text{эфф}} = 1) = 157$ кэВ и $\Gamma_{\min}(N_{\text{эфф}}^{\max}) = 112$ кэВ, что дает $\Gamma_{\text{эксн}}(\text{Б-С}) = 135 \pm 23$ кэВ. Этот результат очень хорошо согласуется с результатом полученным в реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p)^{21}\text{Ne}$. Кроме того, наши результаты хорошо согласуются с результатами, полученными при исследовании реакции $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, p)^{30}\text{P}$ для не сколько более низкой области энергий возбуждения составного ядра ^{31}S [25] $\Gamma_{\max}(N_{\text{эфф}} = 1) = 94$ кэВ. При энергиях возбуждения $^{31}\text{S} \geq 21$ МэВ в работе [26], для той же реакции, найдена $\Gamma \approx 200 \div 300$ кэВ. При возбуждении ^{22}Na в области 19 МэВ реакциями $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, p)^{21}\text{Ne}$ и $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, n)^{21}\text{Na}$ $\Gamma = 100$ кэВ [27]. Таким образом, полученное нами значение когерентной ширины Γ , отображающей характер поведения ФВ реакций $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p)^{21}\text{Ne}$ и $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \alpha)^{18}\text{F}$, укладывается в общую тенденцию, наблюдаемую в реакциях с легкими составными частицами.

Таблица 1. Результаты флукуационного анализа функций возбуждения для реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},\text{p})^{21}\text{Ne}$.

	P_0		P_1		P_2		$P_{3,4,5}$	
	100°	160°	100°	160°	40°	160°	100°	160°
$\Theta=10^\circ$	40°	130°	10°	130°	10°	160°	40°	160°
Число пиков на 1,0 МэВ п	2 (3)	2 (3)	2 (3)	2 (3)	1 (2)	- (-)	1 (4)	1 (3)
$\Gamma(N_{\text{эфф}}=1)$ кэВ	250 (166)	250 (166)	250 (166)	250 (166)	500 (250)	- (-)	500 (125)	500 (166)
$\Gamma(N_{\text{эфф}}^{\text{max}})$ кэВ	177 (118)	177 (118)	177 (118)	177 (118)	355 (177)	- (-)	355 (89)	355 (118)
$N_{\text{эфф}}(90^\circ)$	16	16	24	24	32	32	40	40

$\bar{\Gamma}_{\text{max}} = 348$ кэВ $\bar{\Gamma}_{\text{min}} = 246$ кэВ $\bar{\Gamma}_{\text{экс}} = 297 \pm 51$ кэВ; ($\bar{\Gamma}_{\text{max}} = 158$ кэВ) ($\bar{\Gamma}_{\text{min}} = 112$ кэВ) ($\bar{\Gamma}_{\text{экс}} = 135 \pm 23$ кэВ) Значения в скобках

соответствуют случаю когда учитывались пики с высотой укладывающейся в величину, соответствующую удвоенной статистической ошибке измерения сечения.

Таблица 2. Результаты флукуационного анализа функций возбуждения реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},\alpha)^{18}\text{F}$.

	α_0		α_5		α_6		α_7		$\alpha_{8,9}$		α_{10}	
	120°	160°	160°	80°	120°	160°	120°	160°	160°	160°	160°	160°
$\Theta=80^\circ$	40°	130°	10°	130°	10°	160°	40°	160°	10°	160°	40°	160°
Число пиков на 1,0 МэВ п	4	4	3	3	4	3	4	5	2	3	1	2
$\Gamma(N_{\text{эфф}}=1)$ кэВ	125	125	166	166	125	166	125	100	250	166	500	250
$\Gamma(N_{\text{эфф}}^{\text{max}})$ кэВ	89	89	118	118	89	118	89	71	177	118	355	177
$N_{\text{эфф}}(90^\circ)$	12	12	12	12	20	20	20	20	20	28	40	40

Средние значения ширин

$\bar{\Gamma}_{\text{max}} = 157$ кэВ
 $\bar{\Gamma}_{\text{min}} = 112$ кэВ
 $\bar{\Gamma}_{\text{экс}} = 135 \pm 23$ кэВ

Таблица 3. Отношение усредненных по энергии проинтегрированных по передней и задней полусферам сечений в $^{19}\text{F}(^3\text{He},\text{p})^{21}\text{Ne}$ реакциях.

	$\sigma(20^\circ - 90^\circ) / \sigma(90^\circ - 160^\circ)$	
\bar{E}_3 МэВ	2,8	3,04
$E^*(^2\text{Ne})$ МэВ	0,95	0,97
	0,87	0,85
	1,25	-

Угловые распределения

На рис. 6, 7, и 8 представлены угловые распределения протонов, измеренные для групп p_0 , p_1 , p_2 при 8 значениях энергии. Измерения проводились через каждые 10° в интервале углов $10^\circ - 160^\circ$ в л.с. Среднеквадратичная ошибка не превышает 10%. Она складывается из статистических ошибок измерения интенсивности пика в спектре (3-5%), нормировки к показаниям мониторингового детектора под углом 90° (5%) и нормировки к ФВ под углом 160° для групп p_0 и p_1 а для p_2 под углом 40° (7%).

Характерной особенностью угловых распределений при энергиях ниже 3,0 МэВ для всех рассматриваемых переходов является их определенная симметрия относительно 90° с некоторыми небольшими вариациями формы угловой зависимости сечения либо под передними, либо под задними углами. Усреднение в интервале энергий от 2,6 до 3,0 МэВ дает более симметричные распределения (см. табл. 3 и рис. 6, 7 и 8), что может указывать на преобладание статистического процесса образования составного ядра.

Так же следует заметить, что наиболее симметричные относительно 90° угловые распределения находятся при энергиях ^3He расположенных в областях минимумов функций возбуждений под углом 10° (для p_0 $E(^3\text{He}) = 2,8$ и 3,5 МэВ, для p_1 - 2,6 и 3,0 МэВ, для p_2 - 4,2 МэВ).

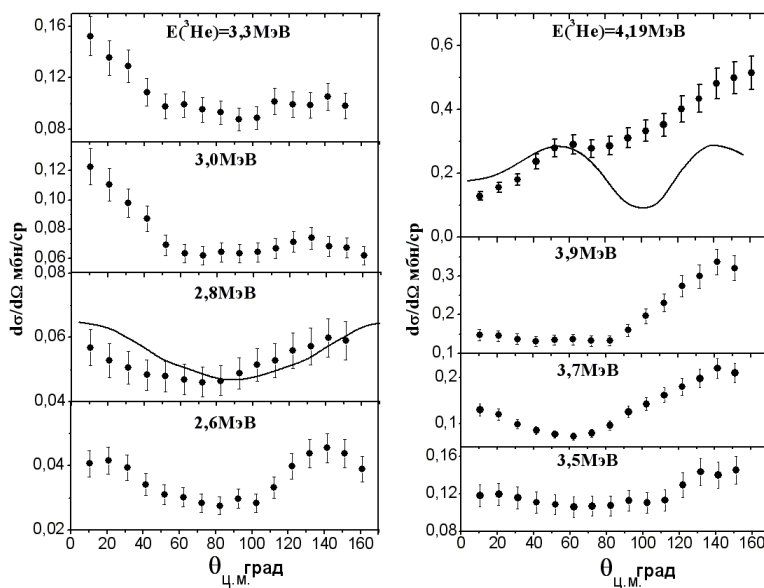


Рис. 6. Угловые распределения протонов из реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p_0)^{21}\text{Ne}_{o.s.}$. Сплошная кривая при $E(^3\text{He}) = 2,8$ МэВ - расчет по теории Х-Ф; $E(^3\text{He}) = 4,19$ МэВ - расчет прямого срыва двухнуклонной передачи в рамках БПИВ с потенциалом ^3He II во входном канале с передачей орбитального момента $L = 2$.

Для перехода в первое возбужденное состояние относительно симметричная форма углового распределения с минимумом при 100° сохраняется до энергии ^3He 3,9 МэВ с резким изменением при 4,2 МэВ формы на асимметричную - характерную для одностадийного прямого процесса срыва. Если взять одно это угловое распределение, то можно предположить, что оно сформировано прямым процессом.

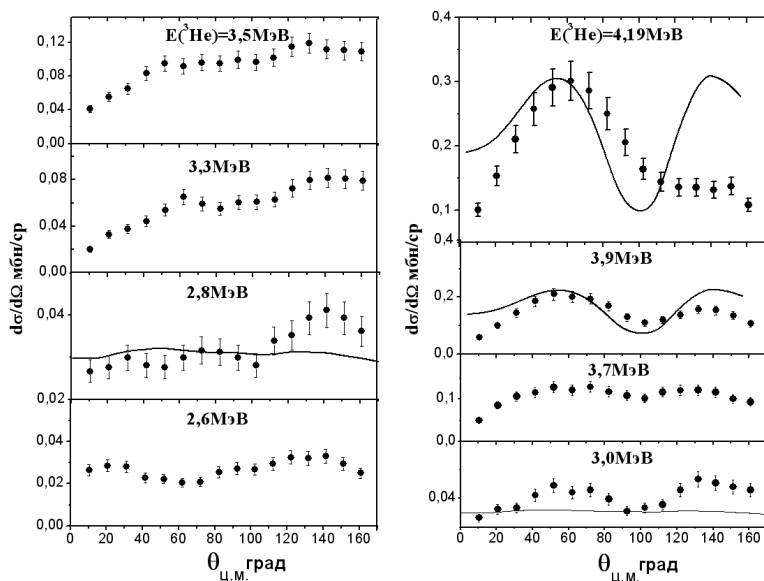


Рис. 7. Угловые распределения протонов из реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p_1)^{21}\text{Ne}^*$ 0,35 МэВ. Непрерывные кривые при $E(^3\text{He}) = 2,8$ и 3,0 МэВ расчет по теории Х-Ф; при 3,9 и 4,19 МэВ расчет прямого срыва двухнуклонной передачи в рамках БПИВ с потенциалом ^3He II во входном канале с передачей орбитального момента $L = 2$.

Для переходов в основное и второе возбужденные состояния характер асимметрии угловых распределений плавно меняется в интервале энергий от 3,0-3,5 МэВ до 3,9 МэВ с резким увеличением сечения в области задних углов для перехода в основное состояние и асимметризацией углового распределения относительно 100° для перехода во второе возбужденное состояние при энергии 4,2 МэВ. Не исключено, что в последнем случае такое угловое распределение может соответствовать прямому процессу передачи двух нуклонов с достаточно большим орбитальным моментом. В общем, найденный характер поведения угловых распределений указывает на сложность механизма реакции. Кроме механизма образования составного ядра и прямого механизма, так же, возможно существование, предравновесных процессов образования и распада состояний составного ядра [29].

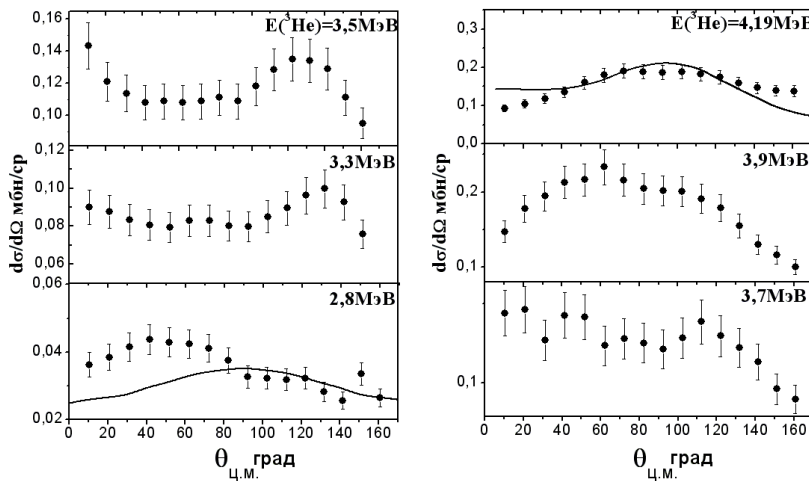


Рис. 8. Угловые распределения протонов из реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p)^{21}\text{Ne}^*$ 1,75 МэВ.

Непрерывные кривые при $E(^3\text{He}) = 2,8\text{МэВ}$ расчет по теории Х-Ф; при $E(^3\text{He}) = 4,19\text{МэВ}$ расчет прямого срыва в рамках БПИВ с потенциалом ^3He II во входном канале для передачи орбитального момента $L = 4$.

На рис. 9 представлены угловые распределения для реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \alpha)^{18}\text{F}$, измеренные для переходов в основное (α_0) рис. 9а, пятое (α_5) рис. 9б, шестое (α_6) рис. 9в и седьмое (α_7) рис. 9г при двух энергиях налетающих ионов ^3He 3,00 МэВ и 3,4 МэВ, а для α_5 еще и при 4,0 МэВ. Основной особенностью является схожесть характера поведения угловых распределений сечений для переходов в основное $0,00\text{МэВ } 1^+$ и в возбужденные состояния 2,101 МэВ 2^- , 2,523 МэВ 2^+ состояния ^{18}F . Следует отметить значительное различие между характером поведения угловых распределений для перехода в основное состояние 1^+ и в состоянии 1,701 МэВ 1^+ , которые хотя и имеют разную природу, но для статистической теории составного ядра они должны быть идентичными. К сожалению расчетов по теории Хаузера-Фешбаха для реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \alpha)^{18}\text{F}$ не проводилось.

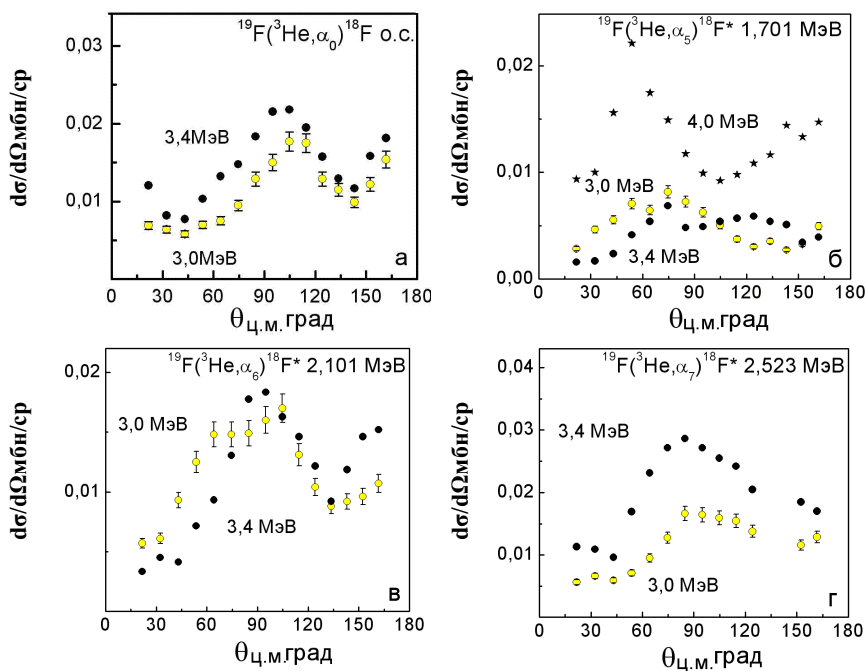


Рис. 9. Угловые распределения реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \alpha)^{18}\text{F}$ для переходов в основное, 5-е 1,701 МэВ, 6-е 2,101 МэВ и 7-е 2,523 МэВ состояния ^{18}F .

Для подтверждения выше высказанных аргументов в пользу образования составного ядра в реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},\text{p})^{21}\text{Ne}$ были проведены расчеты угловых распределений по статистической теории Хаузера-Фешбаха для сравнения с усредненными по интервалу энергий $E(^3\text{He})$ 2,6 – 3,0 МэВ угловыми распределениями реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},\text{p})^{21}\text{Ne}$ для переходов в основное и первые два возбужденных состояния [14]. Теоретически найденная абсолютная величина сечения под углом 90° на 10-20% меньше чем экспериментальные значения. На рис. 6, 7, 8 для сравнения с экспериментом, при энергии 2,8 МэВ приведены нормированные при угле 90° , рассчитанные по статистической теории Хаузера-Фешбаха, угловые распределения (непрерывная линия), которые достаточно хорошо описывают сечение во всем диапазоне углов для перехода в основное состояние и ход сечения в передней и задней полусферах для переходов первое и второе возбужденные состояния, соответственно. Поскольку форма угловых распределений разная для переходов в состояния с разным J и она соответствует эксперименту, то можно утверждать, что эксперимент подтверждает приписания спинов этим состояниям 0,0 МэВ - $3/2$, 0,35 МэВ - $5/2$ и 1,75 МэВ - $7/2$.

Экспериментально найденные угловые распределения аппроксимировались полиномами Лежандра методом наименьших квадратов, численные данные о найденных коэффициентах при полиномах приведены в работе [14]. Так же были получены энергетические зависимости полных сечений переходов в основное и первые два возбужденных состояния ^{21}Ne . На рис. 10 сравниваются найденные экспериментально энергетические зависимости полного сечения с расчетом по статистической теории Хаузера-Фешбаха.

Видно, что в пределах точности параметризации расчетов вклад образования составного ядра в интервале энергий от 2,6 до 3,9 МэВ для группы p_1 соответствует 100%, а для группы p_0 и p_2 60-90%. При энергиях выше 3,7 МэВ для группы p_0 наблюдается резкое увеличение сечения не учитываемое теорией Хаузера-Фешбаха, а для p_1 и p_2 это увеличение не велико. Эти отклонения могут быть связаны с вкладами либо от отдельных резонансов или флуктуаций в образовании составного ядра, либо от прямого процесса. Сравнение расчета углового распределения (см. рис. 7) по статистической теории Хаузера-Фешбаха при энергии 3,0 МэВ для p_1 группы с экспериментом показывает, что степень осцилляций в экспериментальном угловом распределе -

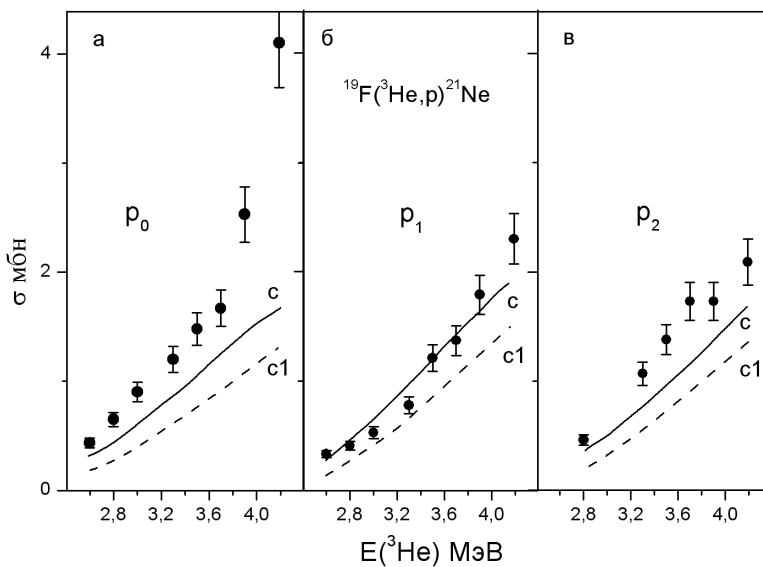


Рис. 10. Сравнение энергетической зависимости полного сечения для отдельных переходов с расчетами по статистической теории Хаузера-Фешбаха: а – переход в основное состояние $J^\pi = 3/2^+$; б – переход в возбужденное состояние 0,35 МэВ $J^\pi = 5/2^+$; в – переход в 1,75 МэВ состояние с $J^\pi = 7/2^+$. Непрерывная кривая **с** – расчет проницаемостей с параметрами оптического потенциала $\Pi\text{-}^3\text{He}$ во входном канале (см. табл. 4) и пунктирная **с1** – с параметрами $\text{I-}^3\text{He}$.

нии намного больше, чем в теоретическом, при схожести форм угловых распределений. Такая ситуация сохраняется до энергии 3,9 МэВ, что может быть связано с вкладом прямого процесса. Характер поведения экспериментально найденного углового распределения соответствует расчетам формы углового распределения для прямого процесса в БПИВ, как это показано на рис. 7 непрерывной кривой при энергии ^3He 3,9 МэВ. Схожая ситуация складывается и для группы p_2 (рис. 8).

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ Статистическая теория составного ядра Хаузера-Фешбаха

Для расчета усредненных дифференциальных сечений реакций $(^3\text{He},\text{p})$, протекающих через образование составного ядра J^π в процессе $A + a \rightarrow C^* \rightarrow B + v$ из начального состояния $c = (\alpha, l, s)$ в конечное состояние $c' = (\alpha', l', s')$ использовалось соотношение [32]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{4k^2} \cdot \frac{1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{c, c'} \frac{T_{ij}(a)T_{ij}(b)}{\sum_{c, j} T_{ij}(c_i)} \bar{Z}_1 \bar{Z}_2 P_L(\cos \theta), \quad (2)$$

где J и π - спин и четность состояний составного ядра, l и l' орбитальные моменты частиц a и b , s и s' каналовые спины, k - волновое число налетающей частицы, T_{lj} - коэффициенты проницаемости, c_i - все выходные каналы кроме исследуемого выходного и входного, $Z_1 Z_2$ - Z -коэффициенты векторного сложения, $P_L(\cos\theta)$ - полиномы Лежандра, I - спин ядра-мишени.

Как видим из выражения (2) величина сечения определяется коэффициентами проницаемости входного, исследуемого выходного и суммой проницаемостей всех остальных открытых каналов. Коэффициенты проницаемости определяются через параметры потенциалов оптической модели упругого рассеяния. Используемые нами параметры Вудс-Саксоновских оптико-модельных потенциалов для расчетов проницаемостей приведены в табл.4.

Таблица 4. Параметры оптических потенциалов использованных в расчетах сечения прямого срыва в рамках БПИВ и в статистической теории составного ядра Хаузера-Фешбаха.

	V_0 МэВ	W МэВ	r_C ФМ	r_0 ФМ	r_w ФМ	a_0 ФМ	a_w ФМ	t	Литера- тура
I - ^3He 6 МэВ	201,6	25,9	1,4	1,05	1,81	0,829	0,592	0	[9]
II - ^3He 6 МэВ	153,2	15,9	1,4	1,05	1,81	0,829	0,592	0	[9]
t 5,5 МэВ									[42]
p	53,9 - 0,55E	8,28	1,25	1,25	1,25	0,65	0,47	1	[29]
n	47,0 - 0,27E	9,52 - 0,053E	-	1,30	1,26	0,66	0,48	1	[30]
d	109,0 - 0,5E	7,98 - 0,5E	1,3	1,5	1,83	0,82	0,52	0	[31]

Сумма $\sum T_{lj}(c_i)$ определяется проницаемостями во всех возможных каналах-реакциях распада составного ядра. Для каждого канала-реакции величину $\sum T_{lj}(c_i)$ при распаде высоко возбужденного составного ядра можно представить в виде

$$\sum_{c_i/l_j} T_{lj}(c_i) = \sum_{lj} \left\{ \sum_{E_{i=0}}^{E_H} T_{lj}(c_i^d) + \int_{E_H}^{E_C} \rho(j, E) \cdot T_{lj} \cdot dE \right\}. \quad (3)$$

Первый член суммы относится к дискретной части спектра остаточного ядра для данного канала реакции (здесь c_i^d - обозначает номер уровня с его параметрами которые определяют T_{lj}). Суммирование проводится от уровня с энергией $E_{i=0}$, соответствующей основному состоянию, до уровня с энергией E_H , находящемуся на границе между дискретной и непрерывной частями спектра. Второй член выражения (3) относится к непрерывной части спектра состояний остаточного ядра данного канала реакции. Распределение плотности состояний непрерывной части спектра описывается функцией $\rho(j, E)$.

Таким образом, возникает несколько возможностей параметризации расчета суммы проницаемостей для всех открытых каналов. 1) Описывать с помощью функции распределения плотности состояний $\rho(j, E)$ весь спектр возбуждений остаточных ядер, т.е. с использованием только 2-го члена при интегрировании от $E=0$ до $E=E_C$ - энергии возбуждения остаточного ядра соответствующей энергии возбуждения составного ядра. Или, следуя работе [33], сумма по всем открытым выходным каналам заменяется выражением

$$\sum_{c_i/l_j} T_{lj}(c_i) = \langle N_\mu^2 \rangle \frac{2\pi}{D_j} \langle \Gamma_\mu^{J\pi} \rangle_\mu,$$

где μ - индекс резонанса, а $\langle N_\mu^2 \rangle$ - число, которое зависит только от граничных условий R -матрицы [34]. В нашем случае полагалось, что $\langle N_\mu^2 \rangle$; $\langle \Gamma_\mu^{J\pi} \rangle_\mu$ - усредненная величина парциальных ширин $\Gamma^{J\pi}$ для уровней составного ядра со спином и четностью J^π , D_j - среднее расстояние между уровнями составного ядра со спином J . Используем известное соотношение для этой величины

$$D_j = D_0 / (2J + 1) \exp \left[-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2} \right],$$

где D_0 - расстояние между уровнями составного ядра со спином 0; σ^2 - параметр спинового обрезания для составного ядра. Поскольку в нашем случае энергий налетающих частиц ниже кулоновского барьера эффективно работают во входном канале только малые угловые моменты, то $\langle \Gamma_\mu^{J\pi} \rangle_\mu$ будет слабо зависеть от J .

Тогда выражение для усредненного дифференциального сечения запишется в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{D_0}{\Gamma} \frac{1}{8k^2(2I+1)(2i+1)} \sum_{\substack{ls'l'}} \frac{T_{lj}(a)T_{lj}(b)}{(2J+1) \exp[-J(J+1)/2\sigma^2]} \bar{Z}_1 \bar{Z}_2 P_L(\cos\theta). \quad (4)$$

2) Проведение моделирования непрерывного спектра с помощью дискретного спектра, отображающего

функцию распределения плотности высоковозбужденных состояний остаточного ядра. 3) Проводить интегрирование, используя какое-либо известное представление функции распределения плотности состояний, определив ее параметризацию для данного остаточного ядра. В нашей работе мы использовали 1-й и 2-й подходы для определения сечения реакции с образованием составного ядра в реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},\text{p})^{21}\text{Ne}$. Для расчетов использовалась программа LIANA [35], которая напрямую рассчитывает сумму проникаемостей в переходах на состояния всех указанных остаточных ядер. Поэтому для энергий, соответствующих участку непрерывного спектра, пришлось моделировать с помощью набора дискретных уровней с параметрами, удовлетворяющими определенным распределениям плотности уровней

$$\rho(I, E_x) = \rho(E_x)(2I+1) \exp\left[-\frac{I(I+1)}{2\sigma^2}\right], \quad (5)$$

где зависимость плотности уровней от энергии возбуждения остаточного ядра E_x выбиралась в следующем виде [36]

$$\rho(E_x) = \frac{1,156}{\sqrt{E_x}} \exp\left[2,30(a + b\sqrt{E_x})\right]. \quad (6)$$

Величины a и b являются параметрами, которые определяются для каждого остаточного ядра путем подгонки прямой линией зависимости $\lg N(E_x) = f(\sqrt{E_x})$, полученной в области дискретных уровней. Где $N(E_x)$ – полное число уровней с энергией возбуждения меньше, чем E_x . Мы считаем, что при больших энергиях (до 12-14 МэВ) хорошим приближением будет $\lg N(E_x) = a + b\sqrt{E_x}$. Эта формула дает аппроксимацию близкую к формулам Ньютона [37]. Параметр спинового обрезания для остаточных ядер σ^2 в протонном и нейтронном каналах был выбран равным 5 для интервала энергий E_x от 7 до 12,5 МэВ.

В табл. 5 приведены величины a и b , найденные для остаточных ядер по известным уровням [38], величины Q -реакций и энергии возбуждения E_H , выше которых проводилась аппроксимация плотности уровней.

Данных об уровнях остаточных ядер ^{18}F и ^{20}Ne было достаточно, чтобы не проводить экстраполяцию. Вкладом других каналов с выходом тяжелых ядер пренебрегалось из-за их очень малого вклада $\leq 1\%$.

Таблица 5. Параметры аппроксимации плотности уровней остаточных ядер

Выходной канал	Q МэВ	a	b МэВ $^{-1/2}$	E_H МэВ
$^{19}\text{F}(^3\text{He},\text{p})^{21}\text{Ne}$	11,9	- 0,79	0,87	6,75
$^{19}\text{F}(^3\text{He},\text{n})^{21}\text{Na}$	7,61	- 0,57	0,75	6,58

Абсолютные значения сечений, рассчитанных по программе LIANA, зависят в значительной степени от корректности вычисления суммы коэффициентов проникаемости в открытых выходных каналах, что определяется в основном числом учтен-

ных в расчете уровней, и, в случае реакций при низких энергиях, от коэффициентов проникаемости во входном канале (т.е. от параметров оптического потенциала). Подгонка к величине усредненного по интервалу энергий налетающих ионов ^3He 2,6-3,0 МэВ сечения под углом 90° , для перехода в первое возбужденное состояние, 0,35 МэВ $5/2^+$, показывает, что требуется учитывать порядка 550 уровней. Параметры потенциала ^{21}Ne с меньшей глубиной реальной части для входного канала дают меньшее значение сечения (кривая c' на рис. 10).

Как видно из уравнения (4), сравнением экспериментально найденных сечений с рассчитанными по теории Хаузера-Фешбаха в первом подходе можно извлечь значение средней ширины уровней составного ядра Γ . Для этого необходимо определить значения параметра спинового обрезания составного ядра σ^2 и среднее расстояние между уровнями с нулевым спином D_0 .

Величину параметра спинового обрезания σ^2 определяли из подгонки формы угловой зависимости усредненного сечения для перехода в основное состояние. Хотя этот метод не позволяет однозначно установить величину σ^2 , однако, путем наилучшей подгонки можно найти верхнюю и нижнюю границы значений σ^2 , совместимых с экспериментальными данными. Таким образом, получена следующая оценка: $\sigma^2 = 4,5 \pm_{2,5}^{3,0}$.

Угловые распределения рассчитанные с данным значением σ^2 представлены на рис. 6, 7, 8 при энергии $E(^3\text{He}) = 2,8$ МэВ. Подгонка усредненного сечения для группы p_1 дает для составного ядра ^{21}Na при энергии возбуждения около 21 МэВ отношение $\Gamma/D_0 = 23,5 \pm 2$. Для оценки величины Γ мы использовали формулу Камерона [39] для расстояния между уровнями возбужденного ядра с нулевым спином D_0

$$D_0 = 2\sigma^2 \cdot 12\sqrt{2\sigma^2} a^{1/4} U^{5/4} \exp(-2\sqrt{aU}). \quad (7)$$

Согласно Камерону [39] параметризация этого выражения дает значения $a = 3,89$ МэВ $^{-1}$, $t = 2,32$ МэВ, $\sigma^2 = 5,5$. Оценка сделанная согласно А.В. Малышева [40, 14] дает следующие значения $a = 3,12$ МэВ $^{-1}$, $t = 2,6$ МэВ, $\sigma^2 = 6,2$. Следует заметить, что эти оценки дают значение параметра спинового обрезания близкие к нашему экспериментально найденному значению $\sigma^2 = 4,5 \pm_{2,5}^{3,0}$.

Вычисленное по формуле (7) значение $D_0 \approx 3$ кэВ дает $\Gamma = 70$ кэВ, что является нижней оценкой для данной величины при энергии возбуждения составного ядра ^{21}Na равной 21 МэВ. Это согласуется с величиной

$\Gamma_{теор} = 92 \pm 24$ кэВ найденной в работе [24] при исследовании реакции $^{20}\text{Ne}(d,p)^{21}\text{Ne}$. Возможно, найденное значение D_0 является завышенным для энергии возбуждения 21 МэВ.

Оценка прямого процесса в рамках БПИВ для реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He},p)^{21}\text{Ne}$

Поскольку существуют некоторые указанные ранее эмпирические признаки характерные для прямого процесса, то были предприняты попытка теоретического расчета дифференциального сечения реакции в рамках БПИВ.

Теория реакций двухнуклонной передачи в Борновском приближении искаженных волн (БПИВ) была представлена Глендинингом [41], Тоунером и Харди [42] и некоторыми другими авторами. Предполагая нулевой радиус взаимодействия и отсутствие члена спин-орбитального взаимодействия в оптических потенциалах, дифференциальное сечение для реакции $A(a,b)B$ может быть записано

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \frac{2I_B + 1}{2I_A + 1} \sum_{LSJT} b_{ST}^2 (T_A N_A T_N | T_B N_B)^2 |D(S, T)|^2 \times \sum_M \left| \sum_{\rho_1 \rho_2} (2 - \delta_{\rho_1 \rho_2})^{1/2} S_{AB}^{1/2}(\rho_1 \rho_2; JT) \begin{bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & S \\ j_1 & j_2 & J \end{bmatrix} B_L^M(\theta, E, Q) \right|^2, \quad (8)$$

где нормировочная константа N зависит от силы срывного взаимодействия и внутренней волновой функции ^3He . Квантовые числа передаваемой пары L, S, J, T определяют не наблюдаемые квантовые числа $\rho_1 = [n_1 l_1 j_1]$ и $\rho_2 = [n_2 l_2 j_2]$ определяющие одночастичные состояния передаваемых нуклонов. Величина $D(S, T)$ есть спин-изоспиновый обменный член введенный Харди и Тоунером [43], $(T_A N_A T_N | T_B N_B)$ есть изоспиновый коэффициент Клебша-Гордана и b_{ST}^2 есть, по существу, спектроскопический фактор для легких частиц. Вся структурная информация содержится в факторе $S_{AB}^{1/2}$ называемом спектроскопическими амплитудами. Эти спектроскопические амплитуды являются мерой перекрытия волновых функций конечного ядра и ядра мишени плюс два нуклона определяемых квантовыми числами ρ_1, ρ_2 . Символ $[]$ является нормированным $9j$ -коэффициентом, который требуется для того, чтобы перейти от jj к LS связи. Величина B_L^M описывает кинематические аспекты реакции, и должна рассчитываться численно БПИВ программой.

Так как не было возможности найти спектроскопические амплитуды переходов $S_{AB}^{1/2}$, исходя из волновых функций ядра мишени и состояний остаточного ядра, то предпринимались расчеты связанные только с динамической частью реакции. Теоретические расчеты дифференциальных сечений прямой реакции двухнуклонного срыва проводились с помощью программы DWUCK [44], в которой используется двухнуклонный форм-фактор, рассчитанный в микроскопическом приближении методом Баймана-Калио [45]. Предполагалось, что налетающие ядра ^3He передают np -пару нуклонов ядру-мишени ^{19}F , которые захватываются в $(1d_{5/2})^2$ состоянии остаточного ядра ^{21}Ne .

Правила отбора для $(^3\text{He}, p)$ реакции разрешают передачу np -пары со спином $S = 1$ или 0 и изоспином $T = 0$ или 1, соответственно. Передаваемый np -парой орбитальный угловой момент $\vec{L} = \vec{J} - \vec{S}$, где полный передаваемый угловой момент $\vec{J} = \vec{J}_f - \vec{J}_i$ связан со спинами остаточного ядра и ядра мишени, соответственно. Для мишеней с нечетными ядрами, наподобие $^{17}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{21}\text{Ne}, ^{23}\text{Na}, ^{25}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}, ^{29}\text{Si}, ^{31}\text{P}$ и т.д., начальное и конечное состояния реакции $(^3\text{He}, p)$ обычно имеют не равные нулю спины и изоспины. Таким образом, для каждого квантового числа L, J и (S, T) передаваемой пары правилами отбора допускается более чем одна величина и поэтому значительное число членов будет, в общем, давать вклад в сумму по этим квантовым числам в уравн. (8). Не смотря на это усложнение, однако, большинство рассчитанных угловых распределений показывают четко выраженную структуру, связанную с доминированием одного передаваемого орбитального углового момента или смеси двух значений L [46]. В случае изучаемой нами реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p)^{21}\text{Ne}$ для переходов $1/2^+ \rightarrow 3/2^+, 1/2^+ \rightarrow 5/2^+, 1/2^+ \rightarrow 7/2^+$ в общем разрешены передачи np -пары с $L = 0, 2; 2, 4$ и $2, 4$, соответственно.

Результаты наших расчетов представлены на рис. 6, 7, 8 и 11. Известно, что прямые реакции двухнуклонной передачи типа (t, p) , протекающие ниже кулоновского барьера, могут показывать картину прямого процесса характерную для прямого процесса, протекающего выше кулоновского барьера, в отличие от подкулоновских (d, p) реакций [47]. По этому мы предположили, что наблюдаемые нами угловые распределения при энергиях выше 3,9 МэВ могут быть связаны с прямым процессом.

Результаты расчетов сравниваются с результатами эксперимента, проведенного с наборами параметров оптических потенциалов Вудса-Саксона $I^{-3}\text{He}$ и p (см. табл. 4, где параметр t означает долю поверхностной части мнимого потенциала W) и с введением радиуса обрезания $R_{обр} = 3$ Фм в интеграл перекрытия на рис. 7 $E(^3\text{He}) = 3,9$ и $4,19$ МэВ и на рис. 6 и 8 при $E(^3\text{He}) = 4,19$ МэВ. Нормировка сечения проводилась в области первого максимума. Расчет для $L = 2$ в переходе на 1-й возбужденный уровень $E_x = 0,35$ МэВ (рис. 7) хорошо воспроизводит положение 1-го и 2-го максимумов и 1-го минимума, наблюдаемых при энергиях ниже $E(^3\text{He}) = 4,19$ МэВ. При энергии 4,19 МэВ рассчитанное угловое распределение в области передних углов, передавая

правильно общий характер поведения сечения, не в состоянии точно воспроизвести ни положение срывного максимума ни его ширину, а в области задних углов показывает значительный подъем величины сечения. По характеру поведения рассчитанное в БПИВ с указанными параметрами угловое распределение дифференциального сечения напоминает характер поведения углового распределения рассчитанного по статистической теории составного ядра Хаузера-Фешбаха (см. рис. 7 $E(^3\text{He}) = 2,8$ МэВ) для перехода в $J^\pi = 5/2^+$ состояние, с той разницей, что амплитуда осцилляций в первом случае больше и положение минимума соответствует 100° , а не 90° , как при образовании составного ядра.

Результат аналогичного расчета для перехода в состояние $7/2^+$ при энергии ^3He равной 4,19 МэВ с $L = 4$, показанный на рис. 8, так же как и в случае перехода на уровень $5/2^+$ хорошо описывает эксперимент и вместе с тем напоминает по характеру поведения углового распределения результат расчета по теории Хаузера-Фешбаха.

При переходе в основное состояние ^{21}Ne $3/2^+$ угловое распределение при энергии $E(^3\text{He}) = 4,19$ МэВ (рис. 6) имеет небольшой пик в области углов 55° , который соответствует передаче np -пары с орбитальным моментом $L = 2$. Поведение экспериментального сечения в области передних углов указывает на полное отсутствие вклада $L = 0$. В этом случае характер поведения рассчитанного в БПИВ углового распределения сечения не совпадает по форме с расчетами сечения по Хаузеру-Фешбаху (см. рис. 6 $E(^3\text{He}) = 2,8$ МэВ).

Таким образом, интерпретация наблюдаемой на эксперименте формы угловых распределений в рамках прямого процесса в общем не противоречит известным приписаниям спинов, четностей и изоспинов исследуемых состояний остаточного ядра ^{21}Ne (J^π, T 0,00 МэВ $3/2^+, 1/2$; 0,35 МэВ $5/2^+, 1/2$; 1,75 МэВ $7/2^+, 1/2$), однако в некоторых случаях требует улучшения соответствия расчета в рамках БПИВ с экспериментом.

По этому для проверки наших расчетов мы выбрали переход $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$ в реакции $^{19}\text{F}(t, p_0)^{21}\text{F}$ при энергии несколько выше кулоновского барьера. На рис. 11а сравнивается результат нашего расчета в рамках БПИВ с экспериментальным угловым распределением и расчетом в плосковолновом приближении ($j_L^2(qR)$ – квадрат функции Бесселя порядка $L = 2$ и радиус ядра $R = 6,5$ Фм.) [48]. Для определения искаженных волн во входном и выходном каналах использовались приведенные в литературе параметры Вудс-Саксоновских оптических потенциалов $t + p$ из табл. 4. Нуклоны захватывались в $(1d_{5/2})^2$ состояния потенциальной ямы с геометрическими параметрами $r_0 = 1,25$ Фм и $a_0 = 0,65$ Фм, спин-орбитальным параметром $\lambda = 25$ и глубиной ямы обусловленной энергией отделения нейтрона в ^{21}F $B_n = 8,47$ МэВ, передаваемый орбитальный угловой момент $L = 2$. Видим, что согласие с экспериментом вполне удовлетворительное, это указывает на то, что передача np -пары происходит только с одним значением $L = 2$. Это естественно, поскольку в (t, p) реакции на основе принципа Паули разрешена передача двух нейтронов только с $S = 0$ и $T = 1$, а изоспин основного состояния ^{21}F равен $3/2$. В случае ^{21}Ne $T = 1/2$, что предполагает передачу np -пары со спином $S = 1$ в реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p_1)^{21}\text{Ne}$, а следовательно возможность передачи с орбитальными моментами $L = 2$ и 4 , учитывая отбор по четности. Экспериментальное угловое распределение реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p_1)^{21}\text{Ne}^*$ (0,35 МэВ) при $E(^3\text{He}) = 4,2$ МэВ имеет такой же характер как и у реакции $^{19}\text{F}(t, p_0)^{21}\text{F}_{\text{о.с.}}$ за исключением того, что максимум располагается под большими углами и имеет большую ширину. Если предполагать прямой процесс, то это

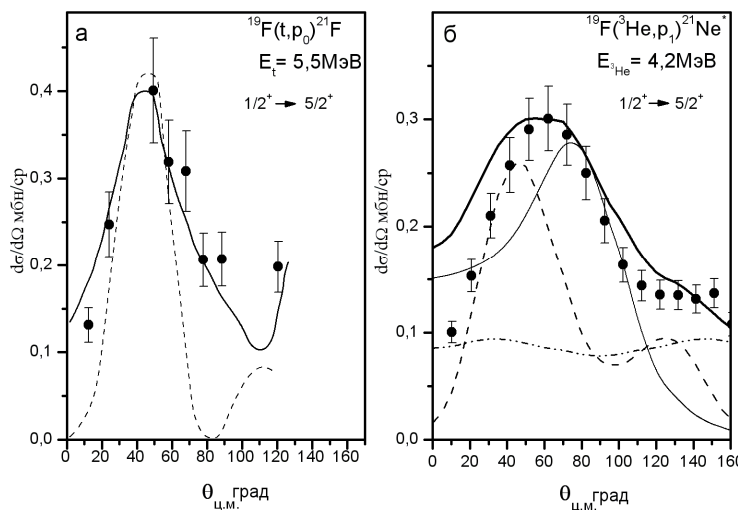


Рис. 11. Расчет угловых распределений для переходов $1/2^+ \rightarrow 5/2^+$ в реакциях
 а - $^{19}\text{F}(t, p_0)^{21}\text{F}$ [48]
 (---- плосковолновое приближение [48] $L = 2$,
 и — наш расчет БПИВ $L = 2$),
 б - $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p_1)^{21}\text{Ne}^*$ (БПИВ
 ---- $L = 2$, — $L = 4$,
 - · - · - · - $0,7\sigma$ (Х-Ф) составное
 ядро Хаузер-Фешбах,
 ——— - сумма трех вкладов).

различие может быть обусловлено несколькими причинами: 1) передаваемый угловой момент больше чем в предыдущем случае, т.е. $L > 2$, 2) Возможностью вкладов спектроскопических амплитуд с несколькими L , 3) влиянием искажений, в основном во входном канале при уменьшении энергии налетающей частицы, 4) наблюдаемая форма углового распределения обусловлена влиянием вклада составного ядра. На рис. 11б показаны результаты расчетов с параметрами оптических потенциалов $I\text{-}^3\text{He}$ (табл. 4) Вудс-Саксоновского типа, использованные нами во входном канале, которые были найдены из анализа упругого рассеяния при

энергии ${}^3\text{He}$ 6 МэВ и использовались для описания процесса однонуклонного срыва в реакции ${}^{19}\text{F}({}^3\text{He},\alpha){}^{18}\text{F}$ [9] и соответствуют современным представлениям о параметризации оптических потенциалов для сложных частиц. Для выходного протонного канала использовались параметры Розена [29]. Связанное состояние такое же как и в расчетах реакции ${}^{19}\text{F}(t,p_0){}^{21}\text{F}_{o.c}$ кроме энергии отделения нуклонов, которая бралась равной 9,81 МэВ.

Экспериментально найденной форме углового распределения наилучшим образом подходит рассчитанное угловое распределение для $L = 3$, однако мы его не показали на рисунке, т. к. четности основного состояния ядра-мишени и исследуемого состояния остаточного ядра хорошо известны и не должны меняться в процессе передачи нуклонов, т.е. допускаются только четные значения L . Угловые распределения для $L = 2$ и 4, приведенные на рис. 11б, каждая в отдельности не соответствует параметрам экспериментальной кривой по положению и ширине срывных максимумов. По этому была сделана попытка посмотреть - насколько будет соответствовать эксперименту рассчитанная форма углового распределения для суммы передач с $L = 2 + 4$ и процесса образования составного ядра, рассчитанного по статистической теории Хаузера-Фешбаха, который, как показано выше (рис. 10), дает существенный вклад в сечение реакции. Как видно из рис.11б, толстая непрерывная кривая, достаточно хорошо воспроизводит положение максимума пика, но имеет большую ширину пика и завышенные сечения в области передних углов при данном соотношении вкладов переходов с разными L . В данном случае основной вклад дает $L = 4$. Известно, что в некоторых (${}^3\text{He},p$) реакциях на нечетных ядрах sd-оболочки в переходах $1./2^+ \leftrightarrow 5/2^+$, измеренных при энергиях выше 12 МэВ, наблюдается в большей или меньшей величине примеси $L = 4$ к основному вкладу $L = 2$ [49-51], которые не имеют объяснения в рамках оболочечной модели.

Таким образом, интерпретация наблюдаемой на эксперименте формы угловых распределений в рамках прямого процесса не противоречит известным приписаниям спинов, четностей и изоспинов исследуемых состояний остаточного ядра ${}^{21}\text{Ne}$ (J^π, T 0,00 МэВ $3/2^+, 1/2$; 0,35 МэВ $5/2^+, 1/2$; 1,75 МэВ $7/2^+, 1/2$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено поисковое экспериментальное исследование функций возбуждения в реакциях ${}^{19}\text{F}({}^3\text{He},p_{0,1,2}){}^{21}\text{Ne}$ и ${}^{19}\text{F}({}^3\text{He},\alpha_{0,5,6,7,8+9,10}){}^{18}\text{F}$, а так же угловые распределения для реакций ${}^{19}\text{F}({}^3\text{He},p_{0,1,2}){}^{21}\text{Ne}$ и ${}^{19}\text{F}({}^3\text{He},\alpha_{0,5,6,7}){}^{18}\text{F}$. Флуктуационный анализ по Бринку и Стефану [23] функций возбуждения для обеих реакций дал верхний предел значения экспериментальной когерентной ширины уровней составного ядра ${}^{22}\text{Na}$ в области энергий возбуждения 21 МэВ $\Gamma_{\text{эксн}} = 135 \pm 23$ кэВ. Анализ усредненных по интервалу энергий 2,6 – 3,0 МэВ угловых распределений в рамках статистической теории Хаузера-Фешбаха показывает, что форма экспериментально найденных угловых распределений для переходов в разные состояния остаточного ядра ${}^{21}\text{Ne}$ соответствует их спином, т. е. подтверждает приписание спинов уровням 0,00 МэВ $3/2$; 0,35 МэВ $5/2$ и 1,75 МэВ $7/2$. Найден нижний предел средней ширины уровней составного ядра $\Gamma = 70$ кэВ. Полученные значения ширин уровней хорошо согласуются с литературными данными для нечетно-нечетных ядер в данной области масс и энергий возбуждения составного ядра 21 МэВ [24, 52].

Найдено, что форма угловых распределений в области передних углов при энергии налетающих ионов ${}^3\text{He}$ 3, 9 -4,2 МэВ может быть удовлетворительно воспроизведена упрощенными расчетами прямой реакции срыва np -пары в рамках БПИВ. Из сравнения эксперимента с расчетом определены доминирующие орбитальные угловые моменты для передач в основное состояние ${}^{21}\text{Ne}$ $J^\pi = 3/2^+ L = 2$, первое возбужденное 0,35 МэВ

$J^\pi = 5/2^+ L = 2$ и 2-е возбужденное состояние 1,75 МэВ $J^\pi = 7/2^+ L = 4$. Таким образом, можно утверждать, что найденные величины переданных орбитальных угловых моментов не противоречат приписанию спина, четности и изоспина приписанных указанным уровням, что может быть аргументом в пользу существования одностадийного прямого процесса срыва в данной реакции. Однако, для переходов в основное и 1-е возбужденные состояния форма угловых распределений в области задних углов при изменении энергии ионов ${}^3\text{He}$ равной от 3,9 до 4,19 МэВ сильно искажается относительно расчетов с чистым БПИВ, что может быть связано с сильным интерференционным эффектом от вклада состояний гигантского резонанса при образовании составного ядра [53]. Или ещё жестче – совпадение формы углового распределения с формой характерной для прямого процесса является чисто случайным, а изменение формы угловых распределений определяется флуктуациями в процессе образования составного ядра [26, 54]. Тем более, что наличие прямого процесса на нечетных ядрах само по себе предполагает значительного вклада в волновые функции состояний остаточного ядра компонент связанных с частично-дырочной конфигурацией типа $(1h-2p)$, а так же значительного вклада дырочной компоненты в волновую функцию основного состояния ядра-мишени, но ни одна из известных авторам моделей ядер ${}^{19}\text{F}$ и ${}^{21}\text{Ne}$ не дает указаний на наличие таких конфигураций. Поэтому представляет особый интерес установления факта наличия прямого процесса двухнуклонной передачи в переходах на состояния образующие вращательную полосу основного состояния ядер с нечетным числом нуклонов $\zeta = 11$, таких как ${}^{21}\text{Ne}$, ${}^{21}\text{Na}$, ${}^{23}\text{Na}$, ${}^{23}\text{Mg}$ при энергиях ${}^3\text{He}$ выше 12 МэВ.

В заключение хотим выразить благодарность Залюбовскому И.И. за постоянную поддержку, руководству ЛНФ ОИЯИ за предоставленную возможность проведения эксперимента на ЭГ – 5, Гопычу П.М. за помощь в проведении измерений, сотрудникам группы и экипажу ускорителя, обеспечивших измерения.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Elliott J.P., Flowers B.H. The structure of the nuclei of mass 18 and 19 // Proc. Roy. Soc. – 1955. – Vol.A229, №1179. – P.536-563. Benson H.G., Flowers B.H. A study of deformation in light nuclei. (II). Application to the even-parity states of the mass-18 nuclei // Nucl. Phys. – 1969. – Vol.A126. – P.332-354.
2. Arima A., Cohen S., Lawson R.D., MacFarlane M.H. A shell-model study of the isotopes of O, F and Ne // Nucl. Phys. – 1968. – Vol. A108. – P.94-112.
3. Vargas C.E. Hirsch J.G., Draayer J.P. Quasi- $SU(3)$ truncation scheme for odd-even and odd-odd sd -nuclei // Nucl. Phys. – 2002. – Vol.A697. – P.655-688.
4. Nunes F.M., Thompson I.J. What are the advantages of a three body model with core excitation for ^{21}Ne and ^{21}Na ? // Nucl. Phys. – 2004. – Vol.A746. – P.61-65.
5. Hinds S., Middleton R. (He^3, p) reaction on F^{19} // Proc. Phys. Soc. – 1959. – Vol.74. – P.779-781.
6. Pelte D., Povh B., Sholz W. Angular Correlation measurements in ^{21}Ne // Nucl. Phys. – 1964. – Vol.55. – P.322-330.
7. Lawson J.C., Chagnon P.R. Gamma-ray transitions in ^{21}Ne // Phys. Rev. – 1975. – Vol.C11. – P.643-647.
8. Adelberger E.G., McDonald A.B., Barnes C.A. A study of low-lying $T = 3/2$ and $T = 2$ states in some light nuclei (I) // Nucl. Phys. – 1969. – Vol.A124. – P.49-84.
9. Matous G.M., Herling G.H., Wolicki E.A. $\text{F}^{19}(\text{He}^3, \text{He}^3)\text{F}^{19}$ and $\text{F}^{19}(\text{He}^3, \alpha)\text{F}^{18}$ reactions and states in F^{18} at 3.06 and 3.13 MeV // Phys. Rev. – 1966 – Vol.152, №3. – P.908-913.
10. Bainum D., Lindgren R.A., Park Y.S. Study of levels in ^{18}F from $^{19}\text{F}(h, \alpha)^{18}\text{F}$ reaction // Bull. Am. Phys. Soc. – 1971. – Vol.16. – P.1155.
11. Mead R.O., Young F.C. The $^{19}\text{F}(^3\text{He}, ^6\text{Li})^{16}\text{O}$ reaction // Nucl. Phys. – 1968. – Vol.A115. – P.161-171.
12. Siemssen R.H., Lee L.L. Investigation of the $^{19}\text{F}(^3\text{He}, d)^{20}\text{Ne}$ reaction // Phys. Rev. – 1965. – Vol.B140. – P.B1258-B1264.
13. Obat A.W., Kemper K.W. $^{19}\text{F}(^3\text{He}, d)^{20}\text{Ne}$ reaction at 20 – 23 MeV // Phys. Rev. – 1973. – Vol.C8. – P.1682-1696; Vertse T., Dudek – Ellis A., Ellis P.J., Belote R.A., Roaf D. Inelastic processes in the $^{19}\text{F}(^3\text{He}, d)^{20}\text{Ne}$ reaction // Nucl. Phys. – 1974. – Vol.A223. – P.207-220.
14. Залюбовский И.И., Сарана В.Д., Письменецкий С.А. Механизм протекания реакции $^{19}\text{F}(\text{He}^3, p)\text{Ne}^{21}$ в подкулоновской области // «Проблемы ядерной физики и космических лучей». Республиканский межведомственный тематический научно-технический сборник. – Харьков: «Вища школа», Изд-во при ХГУ. – 1975. – Вып.2. – С.79-92.
15. Дейнеко А.С., Малахов И.Я., Сарана В.Д., Шляхов Н.А. Оптическая модель для описания упругого рассеяния дейтронов и нуклонов ядрами // ВАНТ Сер. Общая и ядерная физика. – 1981. – Вып.2(16). – С.27-30.
16. Джанобилов К., Залюбовский И.И., Сарана В.Д., Сизов И.В., Саад Хасан Р. Изучение реакции $^{19}\text{F}(^3\text{He}, p)^{21}\text{Ne}$ // Сообщение ОИЯИ. – Дубна. – 1974. – С. 15.
17. Сарана В.Д., Залюбовский И.И. Прямой механизм в реакции $^{19}\text{F}(\text{He}^3, p)\text{Ne}^{21}$ при малых энергиях // Тезисы докладов XXXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Харьков 15 – 18 апреля 1985. – г. Харьков; Ленинград; Наука, 1986. – С.327.
18. Pronko S.G., Lindgren R.A., Bromley D.A. Structure of ^{21}Na from the $^{24}\text{Mg}(p, \alpha)^{21}\text{Na}$ reaction // Nucl.Phys. – 1970. – Vol.A140. – P.465-480.
19. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei $A = 18 - 20$ // Nucl. Phys. – 1972. – Vol.A190, №1. – P.1- 370.
20. Hinds S., Middleton R. The energy levels of ^{18}F // Proc. Phys. Soc. – 1959. – Vol.73, №473. – P.721-726.
21. Polsky L.V., Holbrow C.H., Middleton R. Nuclear structure of ^{18}F // Phys. Rev. – 1969. – Vol.186. – P. 966-977.
22. Bainum D., Lindgren R.A., Park Y.S. Study of levels in ^{18}F from the $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \alpha)^{18}\text{F}$ reaction // Bull. Am. Phys. Soc. – 1971. – Vol.16. – P.1155.
23. Brink D.M., Stephen R.O. Widths of fluctuations in nuclear cross sections // Phys. Lett. – 1963. – Vol.5, №1. – P.77-79.
24. Datta S.K., Berg G.P.A., Quin P.A. Coupled-channels and fluctuations analysis if deuteron stripping and deuteron scattering on ^{20}Ne // Nucl. Phys. – 1979. – Vol.A332. – P.125-143.
25. Никитенко Ю.В., Осетинский Г.М., Сон Вон Нам и Фарук М.А. Исследование реакции $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, p)^{30}\text{P}$ // Ядерная физика. – 1973. – Т.18, вып.5. – С. 954-961.
26. Groeneveld K.O., Hubert B., Bass R., Nann H. Study of the $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, p)^{30}\text{P}$ reaction // Nucl. Phys. – 1970. – Vol.A151. – P.198-210
27. Glasner K., Bohle D., Domogala G., Ricken L.M., Weismüller, Kuhlman E. Test of isospin purity by measuring cross correlations in mirror channel reactions // Phys. Rev. – 1983. – Vol.C27, №4. – P.2977-2980.
28. Bonetti R., Colli Milazzo L., De Rosa A., Inghima G., Perillo E., Sandoli M., Shahin F. Statistical multistep compound emission in the $^{27}\text{Al}(^3\text{He}, p)^{29}\text{Si}$ reaction // Phys. Rev. – 1980. – Vol.C21. – P.816-829.
29. Perrey F.G., Buck B.A. The non-local hjtential model for scattering of neutrons by nuclei // Nucl. Phys. – 1962. – Vol.32. – P.353-357.
30. Willmor D., Hodgson P.E. The calculation of neutron cross-sections from optical potentials // Nucl. Phys. – 1964. – Vol.55. – P.675-577.
31. Swandt P., Haeberli W. Optical model analysis of d-Ca polarization and cross sections measurements from 5 to 34 MeV // Nucl. Phys. – 1969. – Vol.A123. – P.401-407.
32. Hauser W., Feshbach H. The inelastic scattering of neutrons // Phys. Rev. – 1952. – Vol.87. – P.366-377. Feshbach H. Nuclear spectroscop. – New York: Academic Press, 1960. – 665 p.
33. Von Witsch W., Brentano P., Mayer-Kuckuk T. The statistical character of reactions $^{37}\text{Cl}(p, \alpha)^{34}\text{S}$ at 21-22 MeV excitation energy of the compound nucleus // Nucl. Phys. – 1966. – Vol.80. – P.394-399.
34. Moldayer P.A. Statistical theory of nuclear collision cross sectijns. II. Distributions of the poles and residues of the collision matrix // Phys. Rev. – 1964. – Vol.136. – P.947-950.
35. Smith W.R. Houser-Feshbach nuclear scattering subroutine LIANA // Comp. Phys. Comm. – 1968. – Vol.1. – P.181-185.
36. Burbank M. Frank G.G., Davison N.E. The $^{20}\text{Ne}(d, n)^{21}\text{Na}$ reaction // Nucl. Phys. – 1968. – Vol.A119. – P.184-196.
37. Newton T.D. Statistical model of nuclear // Can. J. Phys. – 1956. – Vol.34. – P.804-816.

38. Endt P.M., Van der Leun C. Energy levels of $Z = 11 - 21$ nuclei // Nucl. Phys. – 1978. – Vol.A310. – P.1-752.; Hoffman A., Betz P., Ropke H., Widenthal B.H. Structure of the mirror nuclei ^{21}Ne and ^{21}Na // Z. Phys. – 1989. – Vol.A332. – P.289-310.
39. Cameron A.G.W. Nuclear level spacing // Can. J. Phys. – 1958. – Vol.36. – P.1040-1057. Silbert A., Cameron A.G.W. A composite nuclear-level density formula with shell corrections // Can. J. Phys. – 1965. – Vol.43. – P.1446-1496.
40. Мальшев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. – М.: Атомиздат, 1960. – 142 с.
41. Glendenning N.K. Nuclear Spectroscopy with Two-Nucleon Transfer Reactions // Phys. Rev. – 1965. – Vol.137B. – P.102-113.
42. Towner I.S., Hardy J.C. Direct Two-nucleon transfer reactions and their interpretation in terms of the nuclear shell model // Advan. Phys. – 1969. – Vol.18. – P.401-488.
43. Hardy J.C., Towner I.S. Determination of the signs of shell model matrix elements from two nucleons stripping data // Phys. Lett. – 1967. – Vol.25B. – P.577-579.
44. Дейнеко А.С., Сарана В.Д., Хацеган К. и Шляхов Н.А. Теоретическая обработка экспериментов с поляризованными дейтронами // Тез. докл. XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Москва 19-21 апреля 1983 г. – Л.: Наука, 1983. – С.381.
45. Bayman B.F., Kallio A. Relative-Angular-Momentum-Zero Part of Two-Nucleon Wave Functions // Phys. Rev. – 1967. – Vol.156, №4. – P.1121-1128.
46. Nann H., Hubert B., Bass R. Study of the $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{p})^{33}\text{S}$ reaction // Nucl. Phys. – 1971. – Vol.A176. – P.553-566.
47. Iwasaki Y., Murata T., Tamura T., Nogami Y. Features of the (t,p) reaction below the Coulomb barrier of the entrance channel // Phys. Rev. – 1976. – Vol.C13, №2. – P.556-567.
48. Horvat P. Investigation of the energy levels of ^{21}F using the $^{19}\text{F}(\text{t},\text{p})^{21}\text{F}$ reaction // Nucl. Phys. – 1964 – Vol.52. – P.410-416; Миддлтон Р. Реакции двойного срыва // Прямые процессы в ядерных реакциях. Избранные труды конференции. Падуя, 3 – 8 сентября 1962 г. – М., 1965. – С.153-171.
49. Sen Gupta H.M., Zaman M.A., Watt F., Hurst M.J. A study of the $^{17}\text{O}(^3\text{He},\text{p})^{19}\text{F}$ reaction // Nuovo cimento. – 1986. – Vol.93A, №3. – P.217-235.
50. Nann H., Wildenthal B.H., Duhm H.H., Hafner H. The $^{29}\text{Si}(^3\text{He},\text{p})^{31}\text{P}$ reaction // Nucl. Phys. – 1975. – Vol.A246. – P.323-332.
51. Nann H., Mozgovoy T., Bass R., Wildenthal B.H. Study of the $^{27}\text{Al}(^3\text{He},\text{p})^{29}\text{Si}$ reaction // Nucl. Phys. – 1972. – Vol.A192. – P.417-425.
52. Berg, Rina Das, S.K. Datta, P.A. Quin Study of $^{24}\text{Mg}(\text{d},\text{p})^{25}\text{Mg}$ with polarized deuterons // Nucl. Phys. – 1977. – Vol.A289. – P.15-35.
53. Benenson R.E., Taylor I.J., Bernard D.L. WolterH.H., Tamura T. The reaction $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},\text{n})^{22}\text{Mg}$ at ^3He energies below 6 MeV // Nucl. Phys. – 1970. – Vol.A197. – P.305-314.
54. Haas F., Heusch B., Galmann A., Bromley D.A. Experimental Investigations of the $^{12}\text{C}(\text{h},\text{p})^{14}\text{N}$ reaction mechanism // Phys. Rev. – 1969. – Vol.188. – P.1628-1639.