

ЮРИЙ ПАВЛОВИЧ ПОПОВ
(К 80-летию со дня рождения)

Ю. Анджеевски¹, Ю. М. Гледенов², В. М. Попова²,
А. М. Суховой², Г. Хуухэнхуу³

¹Лодзинский университет, Лодзь, Польша

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³Монгольский национальный университет, Улан-Батор

Представлена научная биография известного физика-экспериментатора, крупного специалиста в области нейтронной ядерной физики Юрия Павловича Попова (13.02.1928 – 24.02.2005), включая его работу в ФИАН СССР и ОИЯИ. Ю. П. Попов был членом редколлегии журнала ЭЧАЯ с 1971 г. до последних дней жизни.

The scientific biography of the experimental physicist, the expert in the neutron nuclear physics, Yu. P. Popov (13.02.1928 – 24.02.2005) is presented which included his work in the Lebedev Physical Institute of AS USSR and JINR, Dubna. Yu. P. Popov was a member of PEPAN editorial board from 1971 to his last days.

PACS: 32.10.-f

13 февраля 2008 г. исполнилось 80 лет со дня рождения профессора Ю. П. Попова — известного физика-экспериментатора, крупного специалиста в области нейтронной ядерной физики. Эта широкая известность приобретена благодаря не только многочисленным и разноаспектным научным статьям и обзорам, но и большой и плодотворной педагогической деятельности — он воспитал не один десяток сотрудников из разных стран мира, которые стали высококвалифицированными специалистами и руководителями науки. Педагогическая и научная деятельность Ю. П. Попова продолжалась более 50 лет. Он принадлежит к поколению российских физиков, которые своим творческим участием в культурном строительстве России сохраняли лучшие традиции науки и обеспечивали дальнейшее плодотворное развитие ядерной физики.

Юрий Павлович Попов родился 13 февраля 1928 г. в Рузе Московской области. Его отец был инженером-лесостроителем, поэтому семья кочевала по лесничествам Подмоскovie. В 1946 г. он с отличием закончил среднюю школу в Реутово и поступил на физический факультет Московского государственного университета. В 1952 г. после окончания университета Юрий

Павлович был направлен на административную работу в Академию наук СССР, чем, конечно, был расстроен, так как в президиуме его ожидала не научная, а бюрократическая работа.

Впоследствии он не жалел об этом распределении, так как, работая там, он познакомился с многими учеными из разных институтов, где занимались ядерной физикой. Он был ученым секретарем секции ученого совета при президенте Академии наук, а Илья Михайлович Франк — членом этого совета. На заседания часто приходил Федор Львович Шапиро, и через некоторое время, познакомившись с ними, Юрий Павлович поступил в заочную аспирантуру в ФИАН в Лабораторию атомного ядра к Ф.Л. Шапиро. Отработав в президиуме АН СССР три года, он перешел в 1955 г. на научную работу в ФИАН на должность младшего научного сотрудника. Под руководством Федора Львовича Шапиро Юрий Павлович вместе с группой, включающей еще двух физиков и нескольких лаборантов, занялся исследованиями характеристик только что собранного свинцового куба — спектрометра нейтронов по времени замедления в свинце. Вскоре к ним присоединились студенты физического факультета, пришедшие на дипломную практику: Иржи Квитек из Чехословакии и Ян И Минь из Китая. Юрий Павлович стал их руководителем.

В конце 40-х и начале 50-х гг. XX в в СССР осуществлялась широкая программа развития ядерной физики и атомной промышленности. В Лаборатории атомного ядра проводился ряд работ по физике реакторов и разработке нейтронных генераторов, что привело к развитию работ по нейтронной спектроскопии. Для спектроскопии медленных и резонансных нейтронов в ФИАН был предложен метод (Е.Л. Фейнберг, Ф.Л. Шапиро, Л.Е. Лазарева), который впоследствии получил название спектроскопии по времени замедления в свинце (СВЗ). Сущность его состоит в том, что нейтроны, произведенные импульсным пучком электронов (протонов или дейтронов), тормозящихся в вольфрамовой или танталовой мишени, замедляются внутри куба (призмы) из свинца, обычно размером $2 \times 2 \times 2$ м и весом около 100 т, и группируются по скоростям в сравнительно узкую группу, которая в течение времени замедления перемещается в сторону уменьшения скоростей. Таким образом, можно выбрать нейтроны с энергией, определяемой временем замедления. Образец и детектор помещаются в канале небольшого диаметра внутри куба. После каждого упругого соударения, замедляющего нейтрон, последний имеет шанс прореагировать с образцом. Поэтому главным преимуществом СВЗ является выигрыш в интенсивности на 3–4 порядка величины по сравнению со стандартными времяпролетными измерениями на нейтронных источниках с ускорителем электронов на эквивалентной пролетной базе 5,6 м. Экспериментально полученная зависимость средней энергии нейтронов E (кэВ) от времени замедления t (мкс): $E = 183/(t + 0,3)^2$.

Из работ, выполненных с участием Юрия Павловича с помощью СВЗ, большую известность в научном мире получили исследования нейтронных

реакций с вылетом заряженных частиц $((n, p)$ и (n, α)) на легких ядрах. В частности, поведение энергетической зависимости нейтронных сечений, полученных в этих экспериментах с ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$, было проанализировано на предмет отклонения от закона $1/\nu$. Эти работы привели авторов к обобщению закона $1/\nu$.

Выполненные Ю. П. Поповым и Ф. Л. Шапиро измерения энергетической зависимости сечения реакции ${}^{35}\text{Cl}(n, p)$ для нейтронов с энергией до 20 кэВ позволили получить параметры трех нейтронных резонансов. Эта работа, опубликованная в 1961 г., стала классической и цитируется в публикациях до сих пор.

Все же из работ, выполненных с помощью СВЗ, наиболее значимыми для Ю. П. Попова стали исследования по измерению и анализу сечений радиационного захвата нейтронов [1]. Радиационный захват является одним из основных видов взаимодействия нейтронов с атомными ядрами, и его исследование дает сведения как о самом процессе взаимодействия нейтронов с ядрами, так и об уровнях составного ядра при энергии возбуждения порядка энергии связи последнего нейтрона в ядре. Эти сведения представляют большой интерес для развития моделей структуры атомного ядра. Данные по сечениям радиационного захвата необходимы также для тестирования моделей возникновения и распространенности изотопов в природе, в расчетах атомных реакторов, проектировании защиты от излучения, трансмутации ядерных отходов. В этой статье нет возможности подробно описать ситуацию в мире с исследованиями такого рода, отметим только, что результаты измерений радиационного захвата при энергии нейтронов 1–100 кэВ, проведенных Ю. П. Поповым на СВЗ в 1956–1961 г. почти для двух десятков изотопов, занимают достойное место в мировом банке ядерных данных. По этим материалам в 1963 г. Юрий Павлович защитил кандидатскую диссертацию.

В 1961 г. Ю. П. Попов по рекомендации И. М. Франка и Ф. Л. Шапиро был приглашен в ОИЯИ в недавно созданную Лабораторию нейтронной физики, в которой он проработал до последних дней своей жизни в различных должностях — научного сотрудника, начальника группы, сектора, заместителя директора по науке, главного научного сотрудника, ведущего научного сотрудника-консультанта.

Здесь он начал заниматься новым направлением, которое стало основным в его дальнейшей научной деятельности: изучением реакции (n, α) , по тематике которой он в 1975 г. защитил докторскую диссертацию. Сектор, которым руководил Юрий Павлович, становился все больше и больше. Кроме советских сотрудников приезжали в разное время чехи, словаки, болгары, поляки, немцы, кубинцы, монголы, вьетнамцы. Иностранцы приезжали на несколько лет, как правило, защищали кандидатские диссертации, набрав необходимый опыт и экспериментальный материал. Многие потом возвращались, продолжая участвовать в совместных работах. Обстановка в секторе

была дружной, не смотря на различия менталитетов и политических взглядов. Несомненно, что центром этого творческого объединения различных людей был Юрий Павлович с его научным авторитетом, общительным характером и доброжелательностью. Помимо совместной работы сотрудники собирались всем сектором на национальные праздники дома у «виновника торжества». Слушали национальную музыку и дегустировали очень вкусные и необычные блюда. На квартире Юрия Павловича обычно собирались на Масленицу с блинами и просмотром туристических слайдов. Дружба сохранилась на долгие годы.

Когда кто-то в секторе получал премию ОИЯИ, то обычно выезжали с семьями на природу, готовили плов, шашлыки, а однажды купили в ОРСе целого барана и жарили его на вертеле. Устраивались футбольные турниры, команда иностранцев против команды советских сотрудников. Игра шла с переменным успехом, но довольны были все: и выигравшие, и проигравшие. Зимой были лыжные вылазки с костром и чаем, даже кубинцы, впервые увидевшие снег, становились на лыжи.

Спектрометрия нейтронов дала большой объем информации о свойствах резонансных состояний широкого круга атомных ядер. Определялись такие характеристики резонансов, как E_0 , Γ , Γ_n , Γ_γ , J . Эта информация необходима, но явно недостаточна для понимания природы таких сложных состояний ядра, как нейтронные резонансы. Юрий Павлович предложил получать новые сведения о резонансных состояниях ядер, исследуя реакцию (n, α) . Сравнительная «простота» α -частицы и развитая теория α -распада позволяла надеяться, по его мнению, на возможность проведения в некоторых случаях более полного анализа экспериментальных данных, чем в случае реакции (n, γ) . К сожалению, из-за большого кулоновского барьера для α -частиц в средних и тяжелых ядрах сечения этой реакции крайне малы ($\sigma_\alpha/\sigma_\gamma \leq 10^{-6}$), поэтому ее изучение представлялось многим (но не Юрию Павловичу) весьма проблематичным. Первые результаты по исследованию реакции (n, α) начались лишь в начале 1960-х гг. с появлением мощных источников тепловых нейтронов. Очевидно, что более обширные и однозначные данные можно получить при изучении α -распада отдельных резонансов. Такие эксперименты впервые были начаты в ЛНФ ОИЯИ на реакторе ИБР. В 1965 г. Ю. П. Поповым и И. Квитеком были получены первые результаты по определению полных α -ширин для резонансов ^{147}Sm и ^{149}Sm [2], а в 1967 г. Ю. П. Поповым и М. Стемпинским проведены первые измерения спектров α -частиц в отдельных резонансах ^{147}Sm [3]. За эти пионерские исследования группе была присуждена первая премия ОИЯИ. Для получения этих выдающихся результатов была проведена огромная подготовительная работа, в частности, созданы и опробованы различные варианты детекторов для регистрации α -частиц и измерения их спектров, адекватных размерам пучков и параметрам ИБР. В измерениях полных α -ширин (счет α -частиц в отдель-

ных резонансах) использовался газовый сцинтилляционный детектор с многослойной мишенью с рабочей площадью 0,7 м². Для измерения спектров α -частиц хорошо зарекомендовала себя на пучке нейтронов ионизационная камера с сеткой. Использование щелевого коллиматора и установка плоскости мишени под скользящим к пучку нейтронов углом позволили решить проблему перегрузки детектора и электроники после импульса мощности реактора. Спектрометрия нейтронов осуществлялась по методу времени пролета с использованием пролетных баз 30 и 100 м. При измерении сечений реакции (n, α) счет α -частиц регистрировался с помощью 4096-канальных временных анализаторов. При измерении спектров α -частиц в отдельных резонансах использовался многомерный анализатор на магнитной ленте, разработанный в ЛНФ ОИЯИ.

Благодаря созданию в ЛНФ ОИЯИ импульсного реактора ИБР-30, обладающего рекордным по интенсивности потоком резонансных нейтронов, физикам представилась более широкая возможность изучать реакцию (нейтрон, α -частица) в нейтронных резонансах — новый канал распада нейтронных резонансов (в дополнение к хорошо изученным нейтронному и γ -распаду). Экспериментальные значения средних полных α -ширин дают возможность оценить свойства ядра относительно α -распада, а также применимость различных теоретических моделей, используемых для описания реакций с участием α -частиц.

В 1970–1980-е гг. работы по исследованию α -распада высоковозбужденных состояний ядер, проводимые в секторе Ю. П. Попова, велись уже широким фронтом. Одна группа, под руководством В. А. Втюрина, занималась изучением спектров α -частиц из реакции (n, α) в известных резонансах, другая, под руководством Ю. М. Гledenova, занималась поиском новых ядер и резонансов в них, в которых можно наблюдать α -распад, а также измерениями полных α -ширин нейтронных резонансов (НР). В результате реакция (n, α) на тяжелых ядрах ($60 < A < 190$) была обнаружена более чем в 200 резонансах на 20 изотопах и проанализирована в обзоре [4]. Определение полных α -ширин НР проводилось, как правило, относительным методом с нормировкой на известное тепловое сечение или резонанс с известными параметрами, включая α -ширину. Счет α -частиц в отдельном резонансе определяется выражением

$$N_{\alpha} = \varepsilon_{\alpha} \omega t \Phi A \frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma},$$

где ε_{α} — эффективность регистрации α -частиц; ω — геометрический фактор; t — время измерений; Φ — поток нейтронов на образце; Γ и Γ_{α} — полная и α -ширины НР соответственно. Площадь резонанса под кривой пропускания

определялась по формуле

$$A = \int dE(1 - \exp(-n\sigma(E))),$$

где $\sigma(E)$ — полное нейтронное сечение; n — число ядер на квадратный сантиметр образца (толщина образца).

Точность извлечения α -ширин зависит от точности других параметров резонансов (J^π , Γ_n , Γ_γ), так как в экспериментах определяются только площади резонансов $A_\alpha = g_J \Gamma_\alpha \Gamma_n / \Gamma$.

Несмотря на то, что для многих изотопов измерено всего по несколько резонансов и требуется расширение этого изучения по энергии нейтронов и улучшение энергетического разрешения, было показано, что для исследованных ядер в целях описания общих закономерностей реакции (n, α) на резонансных нейтронах в первом приближении можно пользоваться статистической теорией, правильно предсказывающей значения средних α -ширин, характер распределения полных α -ширин $\Gamma_\alpha = \sum \Gamma_{\alpha c}$, подчиняющихся χ^2 -распределению с числом степеней свободы $\nu_{\text{эф}} = (\sum P_c)^2 / \sum P_c^2 > 1$. Парциальные α -ширины (вылет α -частицы с определенным угловым моментом) подчиняются, как и нейтронные ширины, распределению Портера–Томаса, т. е. χ^2 -распределению с $\nu = 1$. Для иллюстрации на рис. 1 представлены интегральные распределения экспериментальных α -ширин (гистограммы) в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$: а) — для парциальных α -переходов с орбиталь-

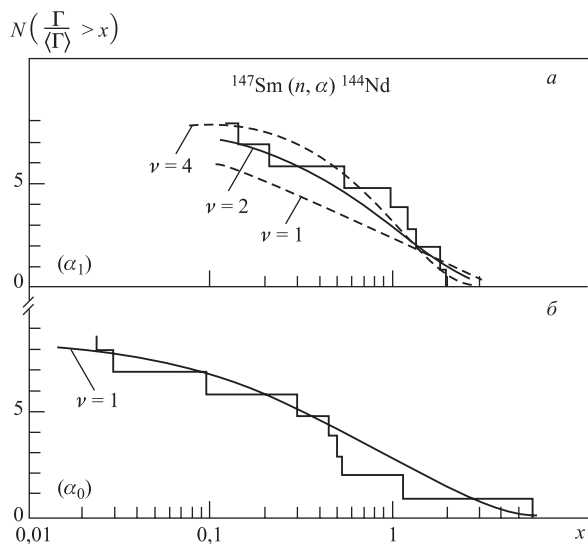


Рис. 1. Интегральные распределения парциальных α -ширин ^{147}Sm

ным моментом только $l_\alpha = 3$ из резонансов $J^\pi = 3^-$ в основное состояние $^{144}\text{Nd } I^\pi = 0^+ (\nu = 1)$; а) — для переходов в первое возбужденное состояние ($3^- \rightarrow 2^+$), когда возможны $l_\alpha = 1, 3$ и 5 и рассчитанное по статистической теории значение $\nu_{\text{эф}} = 1,8$.

В то же время в экспериментах проявились эффекты, указывающие на возможные отклонения от предельной статистической модели. К их числу относится, например, резонанс ^{147}Sm при $E_0 = 184$ эВ с аномально большими нейтронной и α -шириной, особенным спектром α -частиц (обнаружены переходы только в основное состояние дочернего ядра), природа которого остается загадкой до сих пор (рис. 2).

Анализ экспериментальных α -ширин в широком диапазоне атомных масс (рис. 3) показал, что, по-видимому, гигантские резонансы в α -частичной силовой функции отсутствуют. Это означает, что если α -кластерные уровни объемной или поверхностной природы и существуют в ядре, то они сильно «размешаны» по оболочечным уровням. Основные особенности α -распада

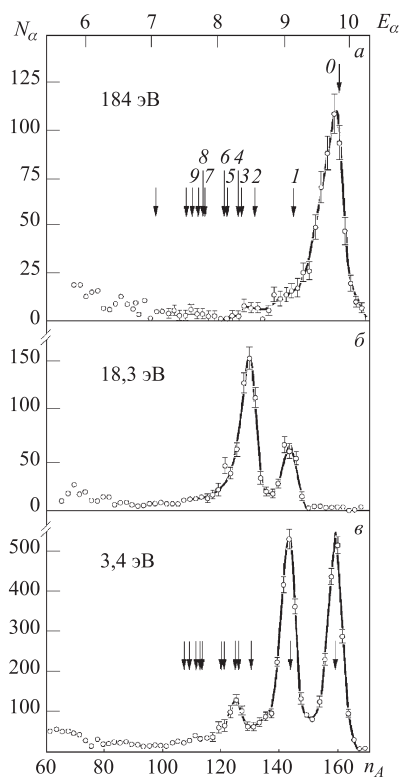


Рис. 2. Спектры α -частиц в нейтронных резонансах ^{147}Sm при энергии нейтронов 184 эВ ($J^\pi = 3^-$, аномальный резонанс) (а); 18,3 эВ ($J^\pi = 4^-$) (б); 3,4 эВ ($J^\pi = 3^-$) (в)

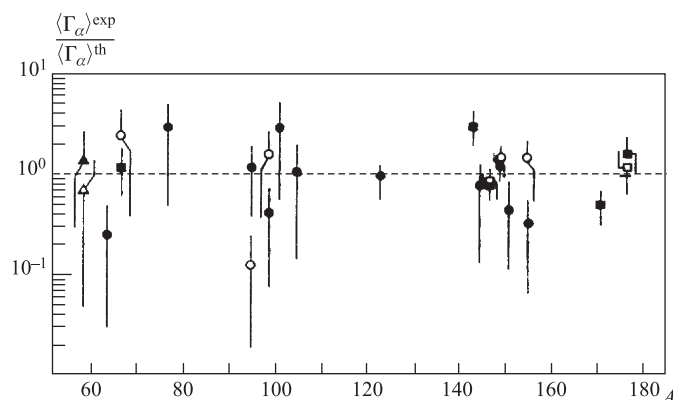


Рис. 3. Отношение средних экспериментальных α -ширин к теоретическим в зависимости от атомной массы

компаунд-ядер обусловлены сложностью природы распадающихся состояний, что приводит к дополнительному подавлению вероятности испускания α -частицы из высоковозбужденного состояния ядра. Этот эффект в статистической теории учитывается введением множителя D^J/D_0 , где D^J — среднее расстояние между компаунд-состояниями данного спина, $D_0 \approx 20$ МэВ — среднее расстояние между α -кластерными оболочками в ядре.

Измерение спектров α -частиц при распаде низколежащих резонансов выявило интересный эффект многоуровневой интерференции в выходном канале распада. Было обращено внимание, что измеренное парциальное тепловое сечение реакции $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$ при переходе на первое возбужденное состояние дочернего ядра $\sigma_{\alpha 1} = 11$ мкб совпадает с экстраполированным по формуле Брейта–Вигнера вкладом низколежащих резонансов в тепловую область, в то время как для перехода в основное состояние значение $\sigma_{\alpha 0} < 0,7$ мкб оказалось в 30 раз меньше ожидаемого вклада от тех же резонансов. Аналогичная картина обнаружилась позднее и для реакции $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$. Проведенный анализ показал, что в рамках многоуровневого формализма Райха–Мура возможно описать тридцатикратное подавление α -распада в основное состояние.

Использование тепловых и резонансных нейтронов привело к широким и систематическим исследованиям γ -распада высоковозбужденных состояний тяжелых составных ядер. Появилась возможность изучения γ -переходов не только между сравнительно простыми состояниями (переходы типа $S-S'$), но и между сложными начальными компаунд-состояниями и довольно простыми конечными вблизи основного состояния ядра (переходы $C-S$). В результате этих исследований была получена обширная информация о спинах, четности, положении уровней ядер, а также самом механизме γ -распада.

Однако радиационные переходы $C-S$ определяются перекрытием сравнительно простых малоквазичастичных состояний волновых функций (ВФ) S с аналогичными компонентами в C . По замечанию В.Г. Соловьева, каждая из них описывает примерно $10^{-4}-10^{-6}$ часть полной ВФ возбужденного состояния тяжелого ядра, т.е. закономерности, присущие малой части ВФ, переносятся на компаунд-состояние как целое.

Ю.П. Попов заметил, что дальнейший прогресс в изучении структуры высоковозбужденных состояний ядер и самого процесса γ -распада возможен при исследовании сравнительно мягких γ -переходов между двумя компаунд-состояниями (переходы $C-C'$), когда оба состояния сложны по структуре и вклад в вероятность γ -перехода между ними может дать любая компонента ВФ. В связи с тем, что прямые методы изучения мягких γ -переходов типа $C-C'$ на фоне более жесткого и интенсивного излучения пока являются нерешенной задачей, Юрий Павлович предложил использовать в качестве основного источника сведений об этих γ -переходах исследования двухступенчатых реакций типа $(n, \gamma n')$, $(n, \gamma \alpha)$ и $(n, \gamma f)$. Кроме двухступенчатых реакций он отметил и косвенные методы получения информации о γ -переходах $C-C'$ — это анализ заселенностей и их флуктуаций низколежащих состояний в результате каскадного испускания γ -квантов при распаде компаунд-состояний.

Действительно, помимо прямого α -распада компаунд-состояния имеется возможность испускания α -частицы после предшествующей эмиссии мягкого γ -кванта. В соответствии с моделью составного ядра Н.Бора сечение реакции $(n, \gamma \alpha)$ можно представить в виде произведения трех вероятностей: $\sigma(n, \gamma \alpha) \sim w_n w_\gamma w_\alpha$, формирования компаунд-ядра, эмиссии мягкого γ -кванта и испускания α -частицы из промежуточного состояния ядра.

В реакции $(n, \gamma \alpha)$ экспериментально наблюдается спектр вторичных α -частиц, испускаемых вслед за γ -квантом, энергия которых равна разности энергий прямого α -перехода и первичного γ -кванта. Используя расчетную зависимость средней α -ширины от энергии, из такого спектра можно восстановить относительную зависимость радиационной силовой функции первичных γ -квантов от энергии.

Поставленная в Дубне под руководством Юрия Павловича программа всесторонних исследований реакции (n, α) позволила получить необходимые надежные экспериментальные данные (средние α -ширины и спектры вторичных α -частиц из реакции $(n, \gamma \alpha)$) и провести прямое восстановление абсолютного значения радиационной силовой функции первичных γ -переходов и впервые провести сопоставление экспериментальных данных о радиационной силовой функции для γ -переходов мультипольности $E1$ во всем исследованном диапазоне энергий от 0,2 до 20 МэВ. Из измерений ширины реакции $(n, \gamma \alpha)$ в резонансах с разным спином (3^- и 4^- составного ядра ^{144}Nd) удалось определить мультипольности первичных γ -переходов и получить впервые данные о свойствах силовых функций радиационных переходов между двумя компаунд-

состояниями $S_\gamma(E1)$. Было обнаружено существенное отличие в энергетической зависимости $S_\gamma(E1)$ от «классической» кривой Лоренца, которое было интерпретировано как изменение вида энергетической зависимости гигантского электрического дипольного резонанса при малых энергиях, обусловленное влиянием температуры ядра в конечном состоянии [4, 5]. Важным результатом анализа реакций $(n, \gamma\alpha)$ является указание на возможность сравнения «силы» $C-C'$ γ -переходов мультипольности $M1$ с $C-S$ -переходами. Для ядра ^{144}Nd радиационная силовая функция $S_\gamma^{C-C'}(M1) \approx S_\gamma^{C-C'}(E1)$, тогда как для $C-S$ -переходов $S_\gamma^{C-S}(M1) \approx 0,14 S_\gamma^{C-S}(E1)$.

Хотя исследования в отдельных резонансах давали много новой информации о структуре ядра и способствовали более полному пониманию механизма ядерных реакций, относительно небольшое количество резонансов, которые удалось измерить, накладывало и известные ограничения на выводы при анализе экспериментальных данных и конструировании моделей процессов, в частности, проверки статистической модели. Ю. П. Попов предложил провести измерения в области нейтронов более высоких энергий, в которой отдельные резонансы уже не разрешаются, но экспериментальные данные будут результатом усреднения по многим десяткам или сотне резонансов, что как раз и требуется при сравнении с предсказаниями статистической модели.

Здесь измерения пошли в трех направлениях:

- по времени пролета нейтронов на длинной пролетной базе ИБР-30, чтобы охватить область нейтронов с энергией порядка 10 кэВ;
- фильтрованных пучках квазимоноэнергетических нейтронов с энергией 2 и 24 кэВ на реакторе ВВР-М в Киеве;
- с использованием максвелловского спектра нейтронов при средней энергии 30 кэВ на генераторе Ван де Граафа ЛНФ ОИЯИ.

Характерной особенностью нейтронной спектроскопии при использовании методики времени пролета является то, что с ростом энергии нейтронов ухудшается энергетическое разрешение спектрометра нейтронов, и в итоге отдельные резонансы не разрешаются друг от друга. Переход от усреднения α -ширин отдельных резонансов к вычислению средних α -ширин из усредненных по резонансам сечений потребовал адаптации способа усреднения, принятого для вычисления усредненных нейтронных и радиационных ширин.

Полное сечение реакции (n, α) , усредненное по нейтронным резонансам с использованием статистических свойств парциальных ширин, для диапазона энергии нейтронов ΔE_n можно представить в виде формулы

$$\langle \sigma(n, \alpha) \rangle = 2\pi^2 \lambda^2 \sum_{c,J,l} g_J \frac{\langle \Gamma_{\alpha c}^{J\pi} \rangle \langle \Gamma_{n,l}^{J\pi} \rangle}{\langle \Gamma^{J\pi} \rangle} F.$$

Использование разработанной методики измерений и анализа позволило определить зависимость средней α -ширины от сечения, полученного в результате усреднения большого количества резонансов. Следовательно, можно было проследить энергетическую зависимость усредненных величин, таких как $\langle\sigma_{(n, \alpha)}\rangle$, $\langle\Gamma_{\alpha}\rangle$, $\langle\Gamma_{\alpha}/D\rangle$, а также силовую функцию для α -частиц S_{α} .

Измерения по времени пролета нейтронов выполнялись в области энергии нейтронов несколько кэВ, в которой используемый нейтронный спектрометр (ИБР-30) не разрешает отдельные нейтронные резонансы, а характеристики специально разработанного цилиндрического α -спектрометра с большой площадью образцов позволяли выделить из амплитудных спектров вклад реакции (n, α) . В этой методике верхняя энергетическая граница ограничивалась перегрузкой спектрометрических трактов. Ширина этой перегрузки, образующейся в момент импульса мощности реактора, зависела от таких факторов, как длина базы, способ коллимации пучка, состав газовой смеси в спектрометре. В наиболее удачном случае для мишени ^{143}Nd можно было получить среднее сечение для максимальной энергии $\langle E_n \rangle = 10,8$ кэВ. В случае наиболее точно исследованного ядра ^{147}Sm величина $\langle\sigma(n, \alpha)\rangle$ получена для максимальной энергии $\langle E_n \rangle = 5,5$ кэВ. Полученные экспериментальные результаты усредненных сечений на уровне микробарн не оправдали надежд, связанных с возможностью открытия нового механизма α -распада возбужденных уровней этого ядра. Величины α -частичных силовых функций оказались в согласии с величинами, рассчитанными по статистической модели.

Нейтронные фильтры по своей физической природе позволяют определять только усредненные ядерные параметры в диапазоне энергий окна пропускания. Во всех измерениях на фильтрованных нейтронных пучках сечения для реакции (n, α) определялись относительно сечения реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$, энергетическая зависимость которого хорошо известна и является одним из стандартов нейтронных сечений. Реакция $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ служила также для мониторинга фона рассеянных нейтронов. С этой целью использовалась мишень LiF , находившаяся во время измерений вне пучка, но на том же электроде, что и исследуемая мишень. Используются преимущества пучков нейтронов со средними энергиями $\langle E_n \rangle = 2, 24,5, 53,5$ и 144 кэВ, такие как большая интенсивность порядка $10^6 - 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, небольшая примесь быстрых нейтронов и γ -квантов, а также большая ширина энергетического спектра нейтронов на половине высоты. Благодаря этому в исследованиях на фильтрованных пучках нейтронов значительно расширен диапазон энергии нейтронов по сравнению с методом времени пролета и увеличено количество усредненных резонансов.

Наконец, еще одно направление базировалось на пучке квазимоноэнергетических нейтронов, получаемых из реакции $^7\text{Li}(p, n)$ вблизи ее порога на электростатическом ускорителе ЭГ-5 ЛНФ ОИЯИ. На мишени из металлического лития при протонном токе $12 - 15$ мкА был получен поток нейтронов

$2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ в интервале 8–70 кэВ со средней энергией 30 кэВ. По кинематике реакции пучок нейтронов испускался по направлению протонного пучка внутри конуса с углом при вершине $\sim 30^\circ$. Если образец в измерении перекрывает целиком этот конус, то с использованием этого источника может быть получена величина среднего сечения $\langle \sigma \rangle = \langle \sigma \cdot \nu \rangle / \nu_t$, непосредственно представляющая интерес для астрофизики. Помимо того, что среднее сечение получается в одном измерении, достоинством этого источника является то, что могут быть получены высокие потоки нейтронов, существенным недостатком — относительно большой уровень фона.

Анализ величин α -частичной силовой функции S_α , пропорциональной $\langle \Gamma_\alpha \rangle$, полученных для трех разных значений энергии нейтронов: 2, 24,5 и 144 кэВ, и усредненной величины, полученной для измерений, проведенных методом времени пролета для разных диапазонов энергии (от сотни эВ до 10 кэВ), показывает, что для трех исследуемых ядер величина α -частичной силовой функции слабо меняется (в пределах экспериментальных погрешностей) с увеличением энергии нейтронов. Это полностью совпадает с основами статистической теории. Кроме того, видно, что для исследуемых ядер величина S_α слабо зависит от массового числа и от энергии α -частиц. Исходя из независимости α -частичной силовой функции (в диапазоне неопределенности) от состояний конечного ядра и момента α -частиц можно также прийти к выводу, что не существует структуры типа гигантского резонанса в диапазоне исследуемых энергий нейтронов. Говорит об этом также сильное поглощение α -частиц в ядре, на что обратили внимание Ю. П. Попов и В. И. Фурман.

Тем не менее более поздние детальные измерения реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$, выполненные под руководством Юрия Павловича несколькими группами с использованием различных методик, указывают на «нестатистическое» поведение ряда характеристик α -распада. На рис. 4 представлены сводные результаты измерений $\langle \Gamma_\alpha / D \rangle_J$ для различных энергетических интервалов. Здесь темные точки — результат усреднения по резонансам в интервалах энергии нейтронов 100 эВ, крестики — усреднение по заштрихованным внизу интервалам. Наблюдается довольно явная структура в энергетической зависимости $\langle \Gamma_\alpha / D \rangle_J$, проявляющаяся только в α -частичном канале распада нейтронных резонансов. Проверка совместимости экспериментальных данных с гипотезой о постоянстве $\langle \Gamma_\alpha / D \rangle_J$ (штриховая линия на рис. 4) дает достоверность такой гипотезы менее 1%. Не меняет такого вывода и исключение из рассмотрения интервала 3–100 эВ (сплошная линия). По-видимому, такие исследования будут продолжены с повышением точности измерений и с расширением диапазона энергии нейтронов.

Для Ю. П. Попова характерно то, что он всегда активно поддерживал новые идеи, не ограничивал творчество сотрудников. В начале 1980-х гг. стало ясно, что относительно небольшое число стабильных ядер, на которых можно

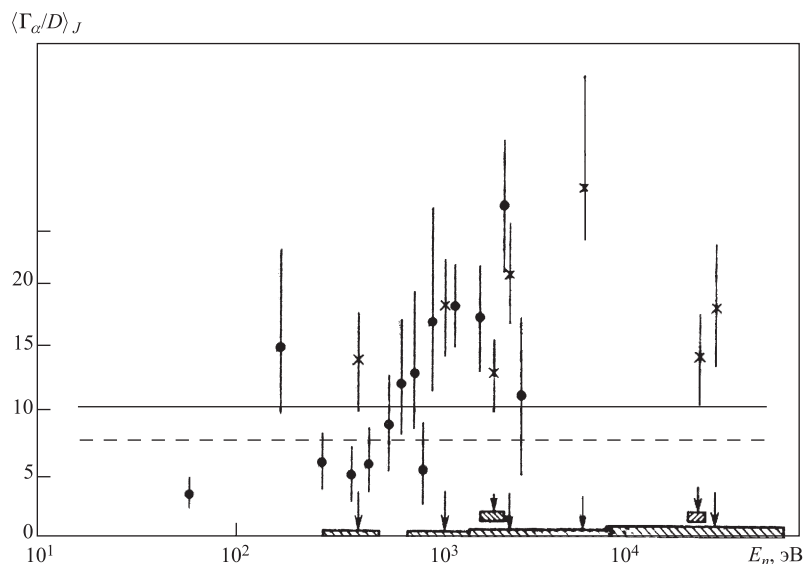


Рис. 4. Экспериментальные величины $\langle \Gamma_\alpha / D \rangle_J$ для реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ в различных интервалах энергии нейтронов

было изучать реакцию (n, α) с помощью резонансных нейтронов на имеющихся экспериментальных установках, уже измерено.

Дальнейший прогресс можно было ожидать в расширении исследований в область радиоактивных ядер, для многих из которых вообще не имелось никаких данных о нейтронных резонансах, а также продвижению измерений в область энергии нейтронов 1–10 МэВ, где имеющиеся данные были весьма скудны, часто противоречивы и получены, как правило, только активационным методом.

Началась активная подготовка методики измерений с короткоживущими радиоактивными ядрами. Были созданы новые α -спектрометры на основе ионизационных камер и поверхностно-барьерных Si(Au)-детекторов, решены вопросы радиационной безопасности. Однако главная трудность оказалась в получении образцов. В качестве первого кандидата было выбрано ядро ^{145}Sm , однако за месяц облучения на ускорителе ЛЯП удалось наработать только 10^{13} ядер вместо необходимых 10^{15} . В качестве образца для отработки методики И. Квитек, который работал в Праге, но активно тогда сотрудничал с ЛНФ ОИЯИ, предложил использовать ^{22}Na с временем жизни 2,6 лет, с огромным тепловым сечением 30 кб реакции (n, p) . Удалось быстро приготовить в ЛЯП образцы NaCl с активностью ~ 1 мКи, и группа Ю. М. Гледенова с сотрудниками из Болгарии А. Антоновым и С. Мариновой, а также с только что приехавшим с Кубы Х. Риголем под «присмотром» Ю. П. Попова начала

измерения по времени пролета на ИБР-30. Многомесячные труды принесли неожиданный результат — при $E_n = 145$ эВ был обнаружен резонанс, который определяет ход сечения и тепловое сечение. Далее начались исследования на других ядрах, что вылилось в целую программу изучения реакции (n, p) . Только через пять лет группе П. Келера удалось провести такие измерения на самом интенсивном в мире пучке резонансных нейтронов на LANSCE в Лос-Аламосе, а дубненская программа исследований на радиоактивных ядрах была в 1990-е гг. повторена и продолжена в Лос-Аламосе, в дальнейшем в тесном сотрудничестве с Ю. П. Поповым и Ю. М. Гледеновым.

Что касается исследований с быстрыми нейтронами, то в конце 1980-х — начале 1990-х гг. Юрий Павлович на базе группы Ю. М. Гледенова попытался организовать их на внешних источниках в рамках кооперирования с другими группами. В Дубну были приглашены для подготовки проекта К. Михай из Венгрии и Г. Хуухэнхуу из Монголии, завязаны контакты с теоретиками группы А. В. Игнатюка из Обнинска, J. Csikai из Дебрецена и группой из киевского университета. В 1989 г. Ю. П. Попов ездил с визитом в Пекин, где в Нормальном университете работал его ученик и коллега Ян И Мин. Как раз в то время в Пекинском университете был построен новый электростатический ускоритель ЭГ-4,5, и в Пекине на базе Пекинского, Цинхуа и Нормального университетов был создан Объединенный центр ядерных исследований под руководством президента Пекинского университета академика Чен Диаэра и готовилась программа исследований. Делегация из Пекина приехала в ОИЯИ в 1989 г. и подписала с дирекцией ОИЯИ Протокол о сотрудничестве в области исследований с быстрыми нейтронами между ОИЯИ и ОЦЯИ. Ответственными за его выполнение со стороны ОИЯИ были назначены Ю. П. Попов и Ю. М. Гледенов. Сотрудничество оказалось очень успешным и активно продолжается до сих пор.

Одной из наиболее важных сторон личности Юрия Павловича было стремление найти новые области изучения процессов, происходящих в ядре. Это требует, в первую очередь, генерации новых идей и их практической реализации в форме новых методик постановки эксперимента. Исчерпывание возможностей классической ядерной спектроскопии по изучению структуры ядра при взаимодействии нейтронов со стабильными ядрами-мишенями в значительной степени проявилось к началу 70-х гг. XX в. Появившиеся в то время практичные и удобные в использовании Ge(Li)-детекторы γ -излучения позволили эффективно и быстро получать спектроскопическую информацию о положении возбужденных уровней ядра, модах их распада и, иногда, о времени жизни ядра в конкретном возбужденном состоянии. В совокупности с теоретическим анализом этих данных в рамках квазичастично-фононной модели ядра и различных вариантов модели взаимодействующих бозонов и фермионов были выявлены основные свойства ядер: от наиболее легких до наиболее тяжелых долгоживущих актинидов. В основном на базе экспери-

ментальных данных, извлеченных из реакции захвата тепловых нейтронов. Немалое значение имели, конечно, и экспериментальные данные по изучению захвата резонансных нейтронов. К сожалению, физика рождения пар электрон–дырка в полупроводниках ограничивает энергетическое разрешение таких детекторов величиной порядка нескольких кэВ. Быстрый рост плотности возбужденных уровней в большинстве изучаемых ядер в этой ситуации (совместно с математической проблемой восстановления схемы распада из измеренных с довольно значительной погрешностью определений энергий регистрируемых индивидуальных γ -переходов) ограничивает доступную для изучения область возбуждений ядра. В лучшем случае это 30–40 % от энергии связи нейтрона в ядре. Впервые эту проблему, по-видимому, озвучил В. Г. Соловьев. В его публикациях прозвучал призыв к экспериментаторам: для развития квазифононной модели ядра нужна и важна информация о γ -переходах, связывающих нейтронный резонанс с лежащими ниже на 1–2 МэВ уровнями ядра. Как отмечалось выше, экспериментальные данные по реакции $(n, \gamma\alpha)$ на ^{143}Nd и ^{123}Te позволили Ю. П. Попову и группе В. А. Втюрина определить впервые в мире значение радиационных силовых функций для таких $(C-C')$ γ -переходов. Результат, как это обычно и случается в нашем мире, противоречил существующим представлениям: радиационные силовые функции стремятся к ненулевому значению при стремлении энергии γ -перехода к нулю. В то время единственным представлением об этом параметре ядра была модель, полученная из экстраполяции сечения обратной реакции с постоянной шириной гигантского электрического дипольного резонанса на область энергий γ -переходов, меньших B_n . С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев и В. И. Фурман незамедлительно решили эту теоретическую проблему, создав соответствующую модель. Ее модификацией до сих пор довольно интенсивно занимается несколько теоретиков. Из перечисленного вытекала необходимость практического получения соответствующих экспериментальных данных для произвольного ядра непосредственно из реакции радиационного захвата нейтронов.

Ядерная спектроскопия до сих пор не обладает спектрометрами, позволяющими определить энергии первичных γ -переходов и их интенсивности в область возбуждаемых уровней с расстояниями между ними в несколько сотен эВ. Единственную возможность решения этой проблемы предоставляет то обстоятельство, что требуется получить экспериментальные данные по интенсивностям первичных γ -переходов, усредненные по энергиям возбуждаемых ими уровней. Нужна была идея, и Юрий Павлович нашел ее. К этому времени было известно, что интенсивности вторичных γ -переходов при захвате резонансных нейтронов флуктуируют от резонанса к резонансу. Причина этого явления проста — парциальные радиационные ширины первичных γ -переходов сильно флуктуируют от резонанса к резонансу. В то время предполагалось, что дисперсия их отклонения от среднего значения соответ-

ствует χ^2 -распределению с одной степенью свободы (распределение Портера–Томаса). Если из разброса отклонений отношений интенсивностей вторичных переходов исключить каким-либо образом экспериментальные флуктуации и определить дисперсию, связанную только с флуктуациями интенсивностей первичных γ -переходов, то можно получить величину, сопоставимую с расчетом по различным моделям радиационных силовых функций и плотности уровней. Практическую реализацию этой своей идеи Юрий Павлович предложил А. М. Суховому и В. А. Хитрову. В то время постановка нового эксперимента на действующем реакторе ИБР-30 не являлась нерешаемой проблемой. Очень существенной была и поддержка этого эксперимента заместителем директора ЛНФ Ю. С. Язвизким. В результате в 1975–1980 гг. в ЛНФ были измерены отношения интенсивностей вторичных γ -переходов захвата резонансных нейтронов в ^{95}Mo , $^{111,113}\text{Cd}$, $^{147,149}\text{Sm}$ и ^{157}Gd . Для извлечения ядерной части их флуктуаций был использован метод максимального правдоподобия, использующий в качестве функции правдоподобия многомерное распределение Гаусса. При обработке довольно большого набора опубликованных другими группами экспериментальных данных мы впервые в мире увидели, что свойства ядра в неисследованной области возбуждений ядра ниже энергии связи нейтрона не соответствуют любым расчетам, использующим применяемые до сих пор модели плотности уровней и радиационных силовых функций дипольных электрических и магнитных γ -переходов. В то время это был весьма нетривиальный результат! Полученные в последующем экспериментальные данные также требовали разработки новых модельных представлений о параметрах каскадного γ -распада возбужденных состояний ядра в области энергий ниже 5–10 МэВ.

К сожалению, обнаружение флуктуаций интенсивностей вторичных γ -переходов в различных резонансах большого набора ядер, существенно превышающих любые модельные расчеты, не позволяет сделать вывод о факторах, приводящих к такому эффекту. Он может быть обусловлен, например,

а) реальной плотностью уровней, значительно меньшей плотности уровней моделей ферми-газа;

б) значительным усилением парциальных ширин небольшой части первичных γ -переходов или вообще какими-то экзотическими причинами.

Понимание этих обстоятельств в совокупности с данными модельных расчетов вызвало к жизни весьма неординарную идею: используя методику суммирования амплитуд совпадающих импульсов, выделить из массы регистрируемых γ - γ -совпадений только те случаи регистрации каскада, которые соответствуют поглощению детекторами полной энергии как первичного, так и вторичного γ -переходов. Полученное из них распределение интенсивности нетрудно сопоставить с любыми модельными расчетами. Неординарность идеи заключается в том, что вероятность полезного события для каскадов с суммарной энергией γ -квантов 5–10 МэВ не превышает 10^{-6} для обычных

детекторов и сильно ограничивает статистику полезных событий. Но весьма малый фон для этих событий обеспечивает получение информации о параметрах каскадного γ -распада любого ядра практически для всей области возбуждаемых захваченным нейтроном уровней. И эта информация до сих пор доступна только указанной методике.

Уже первые эксперименты подтвердили, что представления о ядре как о системе невзаимодействующего ферми-газа и любых экстраполяциях сечений обратных реакций для описания радиационных силовых функций дипольных γ -переходов не могут описать полученные экспериментально распределения интенсивностей каскадных γ -переходов. Возникла необходимость

а) накопления соответствующей информации для ядер с различной четностью числа нуклонов, деформацией и различной структурой нейтронных резонансов (нейтронными силовыми функциями);

б) разработки методик наиболее корректного получения достоверной информации о ядерных параметрах из данных «непрямого» эксперимента.

Практическая возможность решения первой проблемы в очень значительной мере была обеспечена Юрием Павловичем, подхватившим эстафету от безвременно ушедшего Ю. С. Язвицкого. Именно в период бытности его в должности заместителя директора ЛНФ при его неоценимой поддержке и была получена информация о γ - γ -совпадениях минимум для половины из изученных к настоящему времени 51 ядра: от ^{28}Al до ^{200}Hg .

Вторая проблема также достаточно успешно решена к настоящему времени: создан и, главное, проверен большой комплекс программ обработки соответствующих экспериментальных данных, обеспечивающих получение максимально достоверных на сегодняшний день данных о плотности уровней и суммах радиационных силовых функций $E1$ - и $M1$ -первичных γ -переходов практически для интервала энергий возбуждения $E_{ex} \sim B_n$.

Эти данные вполне однозначно указывают на необходимость обязательного учета в новых моделях плотности уровней и радиационных силовых функций сосуществования и взаимоперехода возбуждений фермионного и бозонного типов. Не исключено, что этот результат справедлив и при возбуждениях любых ядер, превышающих энергию связи нуклона.

Не вызывает сомнений то, что этот результат в немалой степени является заслугой и Юрия Павловича.

Юрий Павлович был добрым, отзывчивым и очень приятным в общении человеком. Он являлся не только крупным специалистом и известным ученым в области нейтронной физики, но и всесторонне образованным и интеллигентным человеком. У него работал большой, очень дружный и интернациональный коллектив. Этому, наверное, способствовали его характер, стиль работы и умение убеждать и привлекать людей к интересующему его делу. Достаточно перечислить тех, кто в его группе в разные годы работали и занимались исследованием (n, α) - и (n, p) -реакций: И. Квитек и И. Вильгельм из Че-

хии, М. Стемпиньски, М. Пшитула, К. Недведюк, А. Корейво, Ю. Анджеевски и А. Жак из Польши, М. Флорек из Словакии, Н. Балабанов, А. Антонов, С. Маринова и М. Митриков из Болгарии, Ким Тхе Себ и Пак Хон Чер из КНДР, П. Винвартер из Австрии, Г. Хуухэнхуу и И. Чадраабал из Монголии, Во Ким Тхань и Фунг Ван Зуан из Вьетнама, Х. Риголь из Кубы, К. Михай из Венгрии и т. д. Кроме них, естественно, работали тогда еще советские подданные: В. И. Салацкий, Ю. М. Гledenov, В. А. Втюрин, Т. С. Зварова, В. Г. Семенов, Р. Ф. Руми и др.

Юрий Павлович имел очень добрые отношения и тесные связи со многими учеными разных стран. Когда известный монгольский ученый академик Н. Содном работал вице-директором ОИЯИ, у него Ю. П. Попов был ученым секретарем секции Совета по низким энергиям. В это время он посетил Монголию, присутствовал при запуске первой установки по ядерной физике — нейтронного генератора, который до этого работал в Дубне, и участвовал в торжествах, посвященных 25-летию создания Монгольского государственного университета. Потом профессор Н. Содном прислал своих сотрудников в группу Юрия Павловича, и это сотрудничество до сих пор успешно продолжается. Таким образом, при его активном участии и помощи в Монголии была создана основа для исследований по нейтронной физике.

Невозможно в короткой статье отразить все аспекты многогранной научной деятельности Ю. П. Попова. Несомненно, можно утверждать, что многие его научные идеи актуальны и сегодня — Юрий Павлович оставил много учеников, осуществляющих и развивающих их.

Его жизненным, часто повторяемым девизом было — «все люди важны, все люди нужны». И об этом не забываем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попов Ю. П. // Тр. ФИАН. 1964. Т. 24. С. 111.
2. Kvitek J., Popov Yu. P. // Phys. Lett. 1966. V. 22. P. 186.
3. Попов Ю. П., Стемпинский М. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. С. 126.
4. Балабанов Н. П. и др. // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. С. 317–363.
5. Попов Ю. П. // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. С. 1165–1202.