ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ЭЛЕКТРОННОМ СИНХРОТРОНЕ ЛИЯФ

В.П.Чижов

Синхротрон, ускоряющий электроны до энергии 100 МэВ, функционировал с 1953 г. до 1967 г. в ФТИ им.А.Ф.Иоффе. Это было «детище» А.П.Комара, созданное на основе привезенного из Москвы магнита, оставшегося от модели разрабатываемого ускорителя на энергию в несколько сотен МэВ. Меньше, чем за два года молодые сотрудники Физтеха, которых сплотил А. П. Комар, не только воссоздали синхротрон как действующий ускоритель электронов, но и подготовили методики и аппаратуру для исследований фотоядерных реакций. Разработанные способы стабилизации энергии ускоренных электронов и интенсивности пучка тормозного излучения, переключения режимов работы ускорителя для прецизионного изменения энергии электронов, измерения энергии пучка тормозного излучения, прошедшего через мишень, сделали синхротрон удобным и перспективным для тех лет инструментом исследования фотоядерных реакций. Основной вклад в перечисленные выше работы внесли Н.Н.Чернов как главный инженер синхротрона, А.В.Куликов, Г.Ф.Михеев, В.П.Фоминенко, Б.К.Щербаков, В.П.Яшуков, С.П.Круглов, И.В.Лопатин.

В те годы было поставлено немало экспериментов, результаты которых способствовали установлению механизмов фотоядерного поглощения и отбору моделей структуры ядер. Так, например, исследованиями A(γ,p)X-реакций, инициируемых гамма-квантами с энергиями ≥ 50 МэВ, были выявлены механизмы прямого фотоэффекта выбивания нуклонов из ядер (^{12}C и более тяжёлых) и квазидейтронного поглощения фотонов (Е.Б.Бажанов, Ю.М.Волков, Л.А.Кульчицкий, В.П.Чижов), установлен pick-up механизм образования высокоэнергетичных дейтронов (Ю.М.Волков, А.В.Куликов, Л.А.Кульчицкий, В.П.Чижов). В.П.Денисовым, Л.А.Кульчицким, И.Я.Чубуковым была разработана методика выделения парциальных каналов A(γ,a)X-реакций (a - заряженная частица) на основании результатов выхода реакций, происходящих под действием тормозного излучения с разными значениями $E_{\gamma max}$, и выполнены эксперименты, направленные на проверку теории конфигурационного расщепления электрических дипольных гигантских резонансов (ЭДГР) легких ядер $1p$-оболочки. Были измерены сечения фотопоглощения ядрами аргона, неона и криптона (И.П.Явор – камера Вильсона), выполнен ряд работ в области физики деления ядер (Б.А.Бочагов – ионизационная камера),развита методика ядерных фотоэмульсий (О.Б.Степанова, Е.Д.Махновский). Разумеется, здесь перечислены далеко не все эксперименты, выполненные на синхротроне тех лет. Отметим только, что в то время было защищено более десятка кандидатских диссертаций.

В 1967 г. синхротрон был перевезен в ЛИЯФ им.Б.П.Константинова и через два года вновь стал функционировать (велики заслуги в этом В.П.Фоминенко) круглосуточно вплоть до 1986 г. Здесь будут отмечены некоторые эксперименты, выполненные в ЛИЯФ.

Исследование ^{6,7}Li(γ,ab)X-реакций

В те годы была развита теория конфигурационного расщепления ЭДГР легких ядер $1p$-оболочки (^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be), утверждающая, что вследствие необычайно большого различия энергий связи нуклонов $1p$- и $1s$-оболочек (достигающего значения $15-20$ МэВ) ЭДГР этих ядер, формирующиеся в результате межоболочечных переходов нуклонов, не составляют компактный резонанс, а оказываются разбросанными по широкому энергетическому интервалу вплоть до энергий возбуждения 40 и более МэВ. Предсказывалось, что наиболее интенсивными должны быть переходы нуклонов из $1s$-оболочки, а распад этих возбужденных состояний ядер будет происходить (на основании правил отбора по схемам Юнга) путем испускания составных частиц (график a) на рис. 1):

$$\gamma + {}^6\mathrm{Li} \longrightarrow {}^6\mathrm{Li}^* \longrightarrow p(n) + {}^5\mathrm{He}^*({}^5\mathrm{Li}^*)$$
$${}^5\mathrm{He}^* \longrightarrow d + t; \qquad {}^5\mathrm{Li}^* \longrightarrow d + {}^3\mathrm{He}.$$

$$\gamma + {}^7\mathrm{Li} \longrightarrow {}^7\mathrm{Li}^* \longrightarrow p(n) + {}^6\mathrm{He}^*({}^6\mathrm{Li}^*)$$
$${}^6\mathrm{He}^* \longrightarrow t + t; \qquad {}^6\mathrm{Li}^* \longrightarrow t + {}^3\mathrm{He}.$$

В то же время для объяснения величины и вида энергетической зависимости полного сечения поглощения фотонов этими ядрами ($\sigma_{tot}(E_\gamma)$) вплоть до энергий 100 МэВ были предложены альтернативные теории процесса фотоядерного поглощения: теория прямого фотоэффекта (график *б*) на рис. 1) и теория прямого фоторасщепления кластеров (график *в*) на рис. 1).

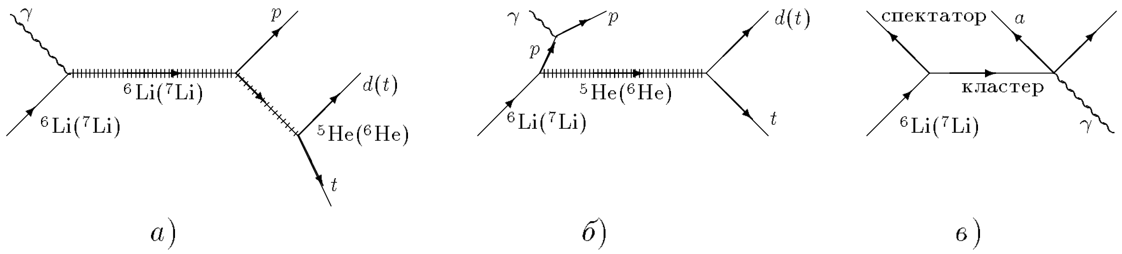

Рис. 1.

Все три теории, не претендуя на строгое количественное описание фотопоглощения, качественно с более или менее равным успехом воспроизводили экспериментальную функцию $\sigma_{tot}(E_\gamma)$.

Для отбора теорий следовало установить на опыте состав образующихся в ядерных реакциях частиц и их угловые и энергетические корреляции. На синхротроне ЛИЯФ впервые были поставлены эксперименты такого типа. Были изучены эксклюзивные реакции ${}^{6,7}\mathrm{Li}(\gamma, ab)\mathrm{X}$ [1,2], инициируемые тормозным излучением электронов с энергией $E_0 = 55$ МэВ (здесь a и b — любые заряженные частицы, одна из которых испускается под фиксированным углом $\Theta_1 = 90°$, а другая — под изменяющимся углом Θ_2). Установленный состав частиц a и b и относительная частота (a, b)-совпадений($\Theta_1 = 90°$, $\Theta_2 = 76°$) представлены в таблице (там же приведены относительные числа событий, ожидаемые в различных версиях механизма фоторасщепления ядер).

Таблица

Относительные числа событий совпадений $ab+ba$ (эксперимент и расчёт); реакция ^{6}Li(γ, ab)X, $\Theta_1 = 90°$, $\Theta_2 = 76°$

Тип совпадений $ab+ba$	Число совпадений (эксперимент)	Динамика фоторасщепления квазиальфачастицы		Динамика фазового объёма		Процесс последовательного распада $^6\mathrm{Li}(\gamma,p)^5\mathrm{He}^* \searrow d+t$
		реакция $^6\mathrm{Li}(\gamma, {tp \atop pt})d$	реакция $^6\mathrm{Li}(\gamma, {tp \atop pt})pn$	реакция $^6\mathrm{Li}(\gamma, {tp \atop pt})d$	реакция $^6\mathrm{Li}(\gamma, {tp \atop pt})pn$	
$tp+pt$	1.00 ± 0.04	1	1	1	1	1
$td+dt$	0.14 ± 0.01	< 0.01		1.3		
$pd+dp$	0.20 ± 0.06	< 0.01		1.3		> 1
pp	0.18 ± 0.02		0.15		0.45	
dd	0.02 ± 0.005					

На рис.2 показаны угловые корреляции протонов и тритонов в реакции ^{6}Li(γ, pt)X.

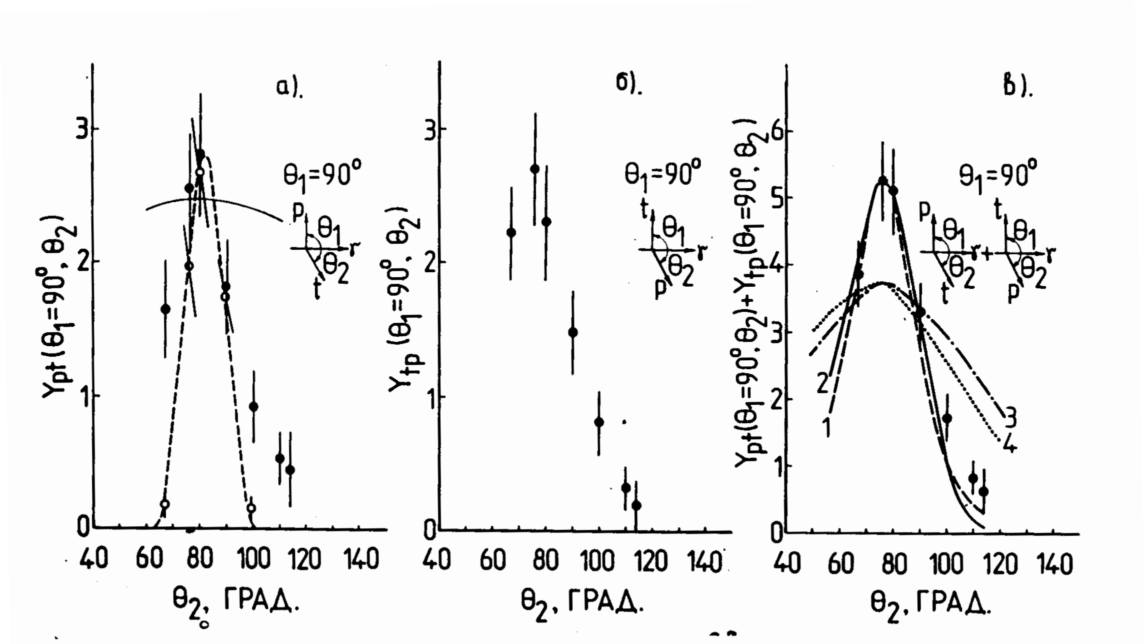

Рис. 2. Угловая корреляция направлений испускания протонов и тритонов в реакции ^{6}Li(γ, pt)X (темные точки); цена деления по оси ординат – $1.72 \cdot 10^{-32}$ см^2/(МэВ $\cdot$ ср^2); светлые точки – аппаратурное угловое разрешение, измеренное по реакциям ^{6}Li$(\gamma, t)^3$He. Сплошная кривая на a) – динамика фазового объема; кривые 1 и 2 на $в$)— угловая корреляция протонов и тритонов в версии фоторасщепления кластеров-квазиальфачастиц в присутствии спектатора–дейтрона (1) и спектатора–pn-пары (2); кривые 3 и 4 – версия процесса выбивания протона из s-оболочки с образованием ядра ^{5}He*, распадающегося на $d+t$, и версия возбуждения ЭДГР ядер ^{6}Li*, распадающихся путем испускания одиночных протонов с образованием остаточных ядер ^{5}He* в дырочных высоковозбужденных состояниях.

На рис. 3 приведены энергетические распределения совпадающих протонов и тритонов.

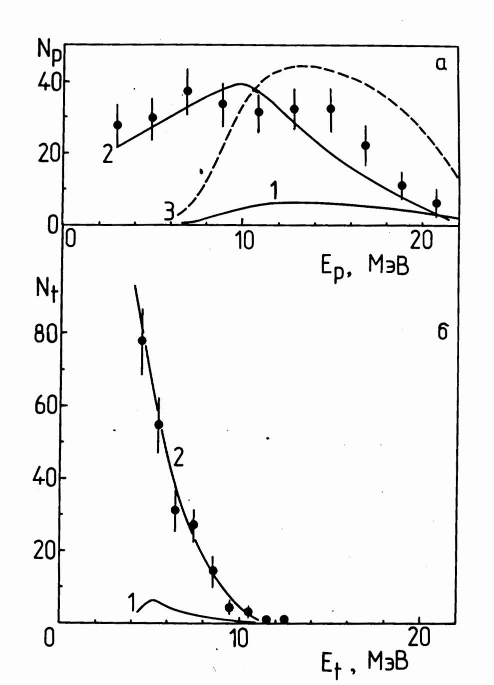

Рис. 3. Энергетические распределения совпадающих протонов и тритонов в реакции ^{6}Li(γ, pt)X (чёрные точки). Кривыми показаны результаты в версии процесса фоторасщепления кластеров квазиальфачастиц в ядре ^{6}Li на протон и тритон в присутствии спектатора–дейтрона (кривая 1) и спектатора–pn-пары (кривая 2), а также в версии доминирования трехчастичной реакции ^{6}Li$(\gamma, pt)d$ (кривая 3).

В результате анализа экспериментальных данных установлен ряд новых фактов:

1) механизм фотоядерных реакций, заключающийся в том, что фотоны с энергиями от 30 до 55 МэВ поглощаются обособленными кластерами в ядрах ^{6}Li и ^{7}Li типа ^{4}He, ^{3}He, ^{5}He, ^{6}He, распадающимися на две частицы (a, b) в присутствии ядерного остатка X–спектатора;

2) состав спектаторов X, которыми в процессе фоторасщепления квазиальфачастиц в ядрах ^{6}Li на пару pt чаще оказываются pn-пары, а не дейтроны (в соотношении 3:1), а в ядрах ^{7}Li – тритоны и тройки pnn (в соотношении 1:1);

3) абсолютные значения сечений реакций фоторасщепления квазиальфачастиц в ядрах ^{6,7}Li, составляющие около половины значения полного сечения поглощения фотонов ядрами, и других кластеров;

4) малый вклад в наблюдаемые реакции ^{6,7}Li(γ, ab)X (на уровне не более 10 % от сечения реакций фоторасщепления квазиальфачастиц) эффектов возбуждения квазистационарных состояний материнских ядер ^{6}Li* (^{7}Li*), последовательно распадающихся на одиночный нуклон и возбужденное остаточное ядро ^{5}He* (^{6}He*), распадающееся на однозарядные составные частицы d и t (t и t), или эффектов прямого выбивания протонов из s-оболочки ядер ^{6}Li (^{7}Li) с образованием тех же остаточных ядер ^{5}He* (^{6}He*).

Исследование реакций $^7\mathrm{Li}(e, a)\mathrm{X}$ $(a \equiv t(^3\mathrm{He}, ^4\mathrm{He}))$

В результате анализа исследованной электроядерной реакции типа ^{7}Li(a, e)X ($a \equiv t$ (^{3}He, ^{4}He)), инициируемой виртуальными фотонами с энергией 42 ± 2 МэВ [2,3], получены дифференциальные сечения инклюзивных реакций ^{6}Li(γ, t)X и ^{7}Li(γ,^{3,4}He)X и установлено:

1) экспериментальные данные, характеризующие вид энергетического распределения тритонов и абсолютные значения сечения ^{7}Li(γ, t)X реакции, находятся в соответствии с выводами о доминировании кластерного механизма поглощения фотонов ядрами ^{7}Li и с оценками абсолютных значений сечений фоторасщепления кластеров, сделанными ранее [1] на основании результатов анализа реакций ^{7}Li(γ, ab)X;

2) не проявляются эффекты образования и распада возбужденных материнских ядер ^{7}Li* или прямого выбивания нуклонов из s-оболочки ядер, приводящие к образованию в конечном состоянии реакции квазистационарных дырочных возбужденных остаточных ядер ^{6}He*, распадающихся испусканием α-частиц и двух нейтронов.

О радиационных переходах, сопровождающих электрорасщепление ядер ^{7}Li на тритон и ^{4}He в основном состоянии

Обнаружена [2,4] электроядерная реакция расщепления ядер ^{7}Li на тритон и α-частицу виртуальными фотонами с энергиями, меньшими энергии связи нуклона в ядрах ^{4}He ($E_\gamma \le 22$ МэВ), в которой наряду с тритоном ($E_t \le 6$ МэВ) и α-частицей образуется третья частица, определяемая как фотон с энергией $E_{\gamma\prime} = 8 \pm 1$ МэВ. Такой результат анализа экспериментальных данных находится в соответствии с известным результатом (Б. С. Ишханов и др., ЯФ, 1981. Т.33. С.28–32) наблюдения в спектре рассеянных ядрами ^{7}Li γ-квантов тормозного излучения пика при энергии $E_{\gamma\prime} = 8.5 \pm 0.1$ МэВ (близкой к значению энергии связи нуклонов в тритоне), отнесенного по происхождению к гипотетической реакции $\gamma + {}^7\mathrm{Li} \to t + \alpha + \gamma\prime$, в которой фотон $\gamma\prime$ является результатом синтеза тритонов из трех нуклонов в возбужденном ядре ^{7}Li.

Околопороговые эффекты фоторасщепления ядер ^{6}Li на $p + d + t$

Можно было думать, что эффекты возбуждения ЭДГР ядер ^{6}Li и ^{7}Li проявятся все же в фотоядерных реакциях, инициируемых фотонами с энергиями ≤ 30 МэВ. Однако оказалось, что и в этой области энергий фотонов теория конфигурационного расщепления ЭДГР не иллюстрируется каким-либо четким экспериментальным эффектом. Весьма яркое указание на кластерную структуру этих ядер и прямые механизмы взаимодействия фотонов с ядрами дают результаты работы [5], в которой на основании данных анализа трехлучевых звезд в ядерной фотоэмульсии, загруженной ядрами ^{6}Li и облученной гамма-квантами тормозного излучения с $E_{\gamma_{max}} = 46$ МэВ, были идентифицированы реакции $\gamma + {}^6\mathrm{Li} \to p + t + d$ (1). На рис. 4 иллюстрируется установленный факт доминирования этой реакции над зарядово-сопряженной реакцией $\gamma + {}^6\mathrm{Li} \to n + {}^3\mathrm{He} + d$ (2) в околопороговой области энергий гамма-квантов $22 - 24$ МэВ.

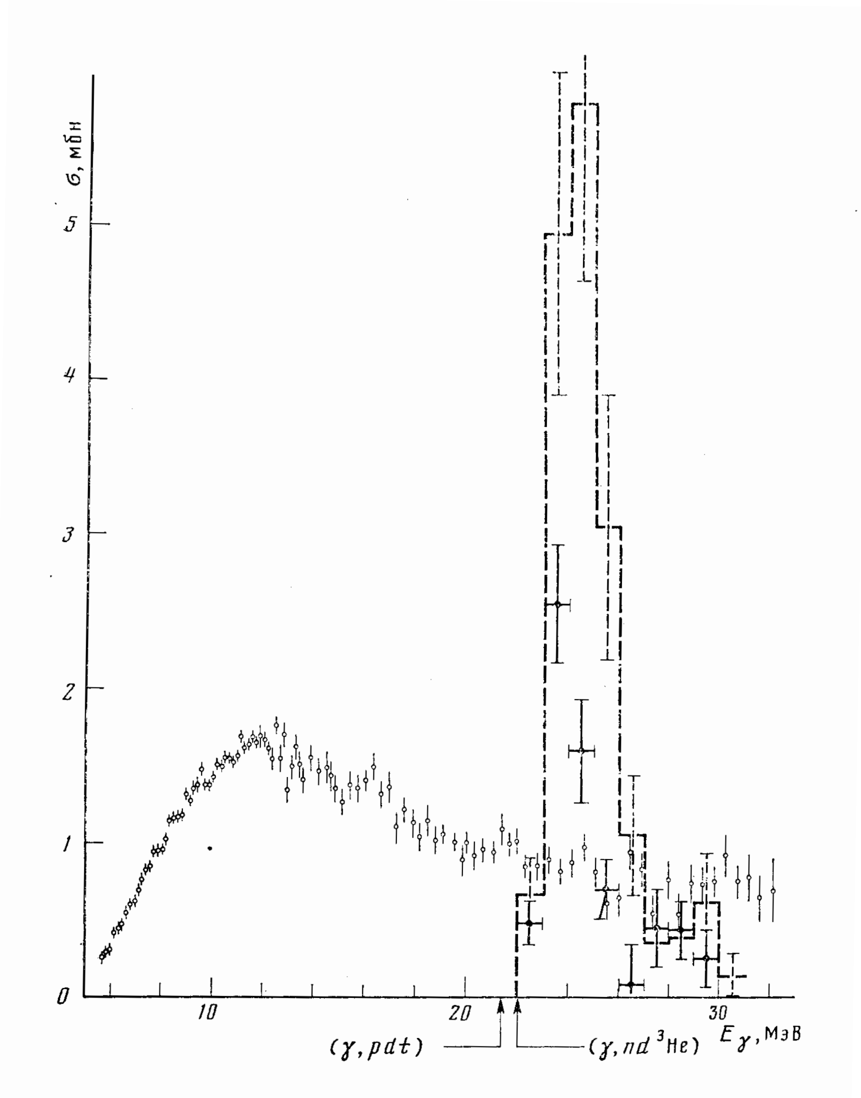

Рис. 4. Сечение реакции $\gamma + {}^6\mathrm{Li} \to p + t + d$ (гистограмма и тёмные точки с указанием статистических ошибок), светлые точки — сечение фотоядерных реакций ${}^6\mathrm{Li}(\gamma, n)\mathrm{X}$, включающих и реакцию ${}^6\mathrm{Li}(\gamma, n{}^3\mathrm{He}d)$.

Наблюдаемый факт был объяснен качественно [5] и количественно (Э. И. Дубовой, Г. И. Читанава, ЯФ, 1987. Т.45. вып.3) на основании теории фотоядерных реакций вблизи энергетического порога открытия данного канала реакций, рассматривающей механизм, обусловленный треугольными фейнмановскими диаграммами. Показано, что треугольные диаграммы, приведенные на рис. 5. определяют амплитуду реакции (1).

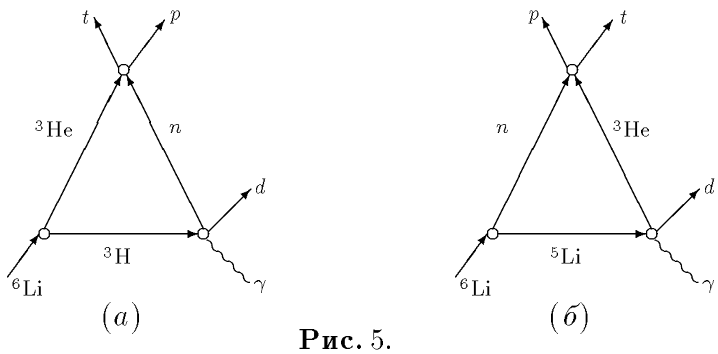

Рис. 5.

В околопороговой области эта амплитуда оказывается гораздо большей амплитуд реакций (2), рассчитанных с учетом всех соответствующих треугольных диаграмм. Другими словами, показано, что фазовый объем реакции (1) оказывается большим по сравнению с фазовым объемом реакции (2).

Альфа-распад гигантских резонансов средних ядер

На синхротроне ЛИЯФ были исследованы моды распада ЭДГР и изоскалярных электрических квадрупольных гигантских резонансов (ЭКГР) средних ядер по каналу испускания альфа-частиц [2, 6 – 10]. Установление ширин прямого распада $\Gamma^{\uparrow}$ и статистического $\Gamma^{\downarrow}$ является одной из проблем, решение которой способствует выяснению структуры резонансов. Информация получалась путем измерения сечений электроядерных реакций $A(e,a)$, инициируемых электронами с энергией E_0,

$$\sigma_{e,a}(E_0) = \int_0^{E_0} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma a}^{\lambda L}(E_\gamma) N^{\lambda L}(E_0, E_\gamma, Z) E_\gamma^{-1} dE_\gamma, \tag{1}$$

и фотоядерных реакций $A(\gamma, a)$, вызванных реальными фотонами тормозного излучения электронов ($br.$) с энергиями E_0,

$$\sigma_{br.\gamma,a}(E_0) = N_r \int_0^{E_0} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma a}^{\lambda L}(E_\gamma) \Phi(E_0, E_\gamma, Z) E_\gamma^{-1} dE_\gamma, \tag{2}$$

и определения сечений $\sigma_{\gamma,a}^{\mathrm{E1}}(E_\gamma)$ и $\sigma_{\gamma,a}^{\mathrm{E2}}(E_\gamma)$ как решение интегральных уравнений типа (1) и (2). [Здесь $a \equiv p, \alpha$; λL – мультипольность переходов ($\lambda L \equiv$ E1, E2); $N^{\lambda L}(E_0, E_\gamma, Z) E_\gamma^{-1}$ – число виртуальных фотонов, поглощенных ядром с атомным номером Z при рассеянии электрона; $\Phi(E_0, E_\gamma, Z_r) E_\gamma^{-1}$ – сечение процесса образования тормозного излучения электронов в мишени-радиаторе с атомным номером Z_r и числом ядер на 1 см^2 – N_r]. На рис. 6 показан один из результатов работы.

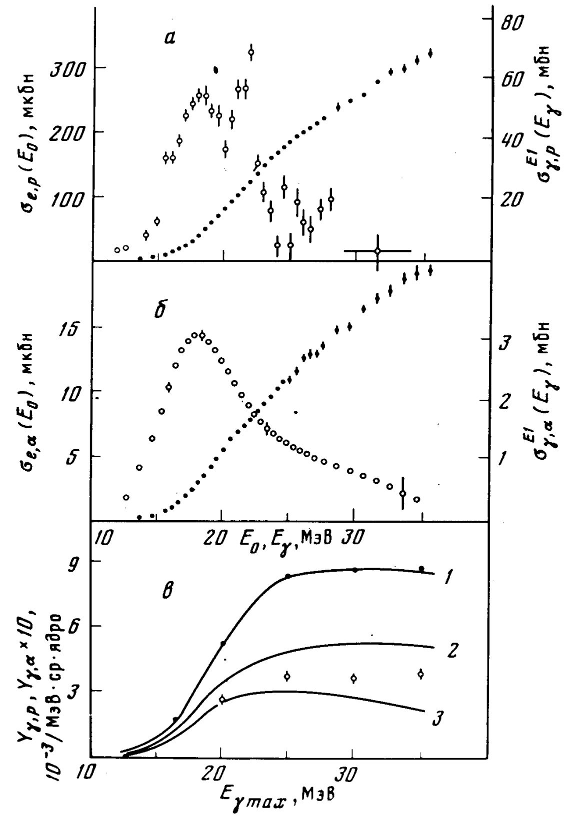

Рис. 6. а) – сечения реакций ^{58}Ni(e,p) (черные точки) и ^{58}Ni(γ,p) (светлые точки); б) – то же для (e,α)- и (γ,α)-реакций; в) – выходы протонов $\sigma_{br.\gamma,p}(E_0) \equiv Y_{\gamma,p}$ (черные точки) и α-частиц (светлые точки), кривые 1 и 2 – выходы, соответственно, протонов и α-частиц, если возбуждаются только E1-переходы, 3 – выходы α-частиц, если возбуждаются только E2-переходы.

На основании анализа измеренных сечений электроядерных реакций A(e,p) и A(e,α) в интервале энергий электронов E_0 от 12 до 35 МэВ, а также сечений фотоядерных реакций A(α,p) и A(γ,α) в зависимости от $E_{\gamma max}$(A : ^{60}Ni, ^{58}Ni, ^{40}Ca, ^{27}Al) было установлено, что

1) усредненная относительная ширина α-канала распада ЭДГР ядер Γ_α/Γ составляет несколько процентов, что объясняется теорией равновесного или статистического механизма α-распада компаунд-состояний, по которым фрагментирует входное состояние гигантского резонанса;

2) усредненная относительная ширина α-канала распада ЭДГР ядер Γ_α/Γ составляет более двух десятков процентов, что более чем в 3 раза превосходит значение $\Gamma^{st}_\alpha/\Gamma$, рассчитанное по статистической теории Хаузера-Фешбаха;

3) экспериментальное нижнее значение прямой компоненты α-распада ЭДГР ядер ^{58}Ni $\Gamma^{\uparrow}_\alpha$ почти в 2 раза превышает верхнее значение $(\Gamma^{\uparrow}_\alpha)_{теор.}$, вычисленное с использованием оболочечных спектроскопических факторов α-частиц, и в несколько раз выше результата расчета по экситонной модели возбуждения и распада ЭДГР ядер.

Многие из перечисленных выше работ были выполнены благодаря разработке и внедрения в практику методики применения внутреннего пучка ускоренных на синхротроне электронов, многократно проходящих через тонкую мишень (расположенную в краевой области магнитного поля, еще обеспечивающего устойчивое движение электронов), для изучения электроядерных реакций, а также методики измерения выходов фотоядерных реакций с использованием там же расположенной мишени [11].

Список литературы

[1] *Ю.М.Волков, Г.А.Коломенский, Е.Ф.Лаковичев, Е.Д.Махновский, А.В.Надточий, В.В.Попов, В.П.Фоминенко, В.П.Чижов.* // Ядерная физика, 1978. Т.27. С.868.

[2] *В.П.Чижов.* Докторская диссертация, Ленинград, ЛИЯФ, 1990.

[3] *Yu.M.Volkov, G.A.Kolomensky, E.D.Makhnovsky, V.P.Chiznov.* LNPI Research Report 1988–1989, Leningrad, 1990. P.74-75.

[4] *Ю.М.Волков, Г.А.Коломенский, Е.Ф.Лаковичев, Е.Д.Махновский, В.В.Попов, В.П.Фоминенко, В.П.Чижов.* // Ядерная физика, 1986. Т.44. С.1153-1157.

[5] *Е.А.Котиков, Е.Д.Махновский* // Ядерная физика, 1985. Т.41. С.289.

[6] *Ю.М.Волков, А.И.Игнатьев, Г.А.Коломенский, Е.Ф.Лаковичев, Е.Д.Махновский, А.В.Надточий, В.В.Попов, В.П.Фоминенко, В.П.Чижов.* // Письма в ЖЭТФ, 1979. Т.30. С.67-70.

[7] *Ю.М.Волков, А.И.Игнатьев, Г.А.Коломенский, Е.Ф.Лаковичев, Е.Д.Махновский, А.В.Надточий, В.В.Попов, В.П.Фоминенко, В.П.Чижов.* // Ядерная физика, 1980. Т.32. С.595-602.

[8] *Ю.М.Волков, А.И.Игнатьев, Г.А.Коломенский, Е.Ф.Лаковичев, Е.Д.Махновский, А.В.Надточий, В.В.Попов, В.П.Фоминенко, В.П.Чижов.* // Труды V семинара ИЯИ АН СССР, Москва, 1981. М., 1982. С.120-127.

[9] *Ю.М.Волков, А.И.Игнатьев, Г.А.Коломенский, Е.Ф.Лаковичев, Е.Д.Махновский, А.В.Надточий, В.В.Попов, В.П.Фоминенко, В.П.Чижов.* // Известия АН СССР: сер.физ., 1983. Т.47. С.182-184.

[10] *Ю.М.Волков, Г.А.Коломенский, В.П.Чижов.* // Ядерная физика, 1989. Т.50. С.305-315.

[11] *Ю.М.Волков, Г.А.Коломенский, Е.Ф.Лаковичев, В.П.Фоминенко, В.П.Чижов.* // ПТЭ, 1986. N°4. С.31-34.