

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

P4-84-443

М.Гмитро, Т.Д.Каипов,<sup>1</sup> И.Ржизек<sup>2</sup>

АНАЛИЗ ФОРМФАКТОРОВ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ  
В ЛЕГКИХ ЯДРАХ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УРАВНЕНИЯ  
НЕПРЕРЫВНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ТОКА

---

<sup>1</sup> Казахский государственный университет,  
Алма-Ата.

<sup>2</sup> Институт ядерной физики  
Чехословацкой Академии наук, Ржеж

1984



## ВВЕДЕНИЕ

При анализе  $(e, e')$  рассеяния в импульсном приближении оператор электромагнитного ядерного тока  $\hat{\mathbf{J}}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{j}}_N(\mathbf{r}) + \vec{\nabla} \times \hat{\boldsymbol{\mu}}_N(\mathbf{r})$  выражают в виде суммы однонуклонных токов. Хорошо известно /1/, что при этом нарушается условие непрерывности /УН/ ядерного тока

$$\vec{\nabla} \cdot \hat{\mathbf{J}}_N(\mathbf{r}) = -i[\hat{H}, \hat{\rho}_N(\mathbf{r})], \quad /1/$$

где  $\hat{\rho}_N(\mathbf{r})$  - оператор плотности заряда ядра, а  $\hat{H}$  - ядерный гамильтониан. Восстановить выполнение уравнения /1/ можно введением обменных мезонных токов. Чтобы избежать этой громоздкой процедуры, рекомендуют /1/, не отказываясь от формы импульсного приближения, выразить как можно большую часть тока  $\hat{\mathbf{J}}_N(\mathbf{r})$  через зарядовую плотность  $\hat{\rho}_N(\mathbf{r})$ , используя уравнение /1/. В таком способе вклад обменных токов учитывается эффективным образом. Оператор электрического типа электромагнитного перехода удается модифицировать, пользуясь уравнением /1/, однако процедура использования УН неоднозначна.

Цель настоящей работы состояла в сравнении двух способов реализации УН в расчетах формфакторов электрического типа.

В первом разделе сообщения рассматриваются два способа разложения фотонной волны: разложение Айзенберга-Грайнера /2/ и разложение Роуза /3/. Во втором - сравниваются одночастичные матричные элементы от операторов, использующих эти разложения. Примеры E2-переходов в  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{13}\text{C}$  рассматриваются в третьем разделе. Сделанные выводы сформулированы в Заключение.

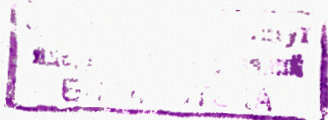
### 1. ДВА СПОСОБА РАЗЛОЖЕНИЯ ФОТОННОЙ ВОЛНЫ

Использование УН /для общих формул см. /4/ в расчетах электромагнитных переходов основано на выделении градиентной части фотонной волны:

$$\vec{\epsilon}_{\Omega\lambda} e^{-i\vec{Q}\cdot\vec{r}} = \sum_{J \geq 1} (-1)^{J+1} \sqrt{2\pi(2J+1)} [-i\vec{\lambda}\vec{A}_M(J\lambda) + \vec{A}_E(J\lambda) + \vec{\nabla} S(J\lambda)]. \quad /2/$$

"Магнитный" член определяется однозначно:

$$\vec{A}_M(J\lambda) = \int \mathbf{J}(\mathbf{Q}\mathbf{r}) \vec{Y}_{JJ}^\lambda(\Omega_{\vec{r}}), \quad /3/$$





где  $\vec{Y}_{JL}^\lambda$  обозначает векторную сферическую гармонику. Выделение градиентного члена  $\vec{\nabla} S(J\lambda)$  "электрической" части существенно неоднозначно. В настоящей работе сравним "разложение Айзенберга-Грайнера" /2/

$$\vec{A}_E(J\lambda) = -\sqrt{\frac{2J+1}{J}} j_{J+1}(Qr) \vec{Y}_{JJ+1}^\lambda(\Omega_{\vec{r}}), \quad /4a/$$

$$S(J\lambda) = \sqrt{\frac{J+1}{J}} \frac{1}{Q} j_J(Qr) Y_{J\lambda}(\Omega_{\vec{r}}) \quad /4b/$$

с "разложением Роуза" /3/

$$\vec{A}_E(J\lambda) = \frac{Q\vec{r}}{\sqrt{J(J+1)}} j_J(Qr) Y_{J\lambda}(\Omega_{\vec{r}}), \quad /5a/$$

$$S(J\lambda) = \sqrt{\frac{1}{J(J+1)}} \frac{1}{Q} (1+r \frac{d}{dr}) j_J(Qr) Y_{J\lambda}(\Omega_{\vec{r}}). \quad /5b/$$

Конвекционная часть электрического оператора /уравнение /2a/ работы /5// в случае /4/ преобразуется к виду

$$\hat{U}_{JM}(Q, e\ell) = -\sqrt{\frac{J+1}{J}} \frac{1}{Q} \int d^3\vec{r} [\hat{H}, \hat{\rho}_N(\vec{r})] j_J(Qr) Y_{JM}(\Omega_{\vec{r}}) + \hat{O}_{JM}(EG), \quad /6/$$

$$\hat{O}_{JM}(EG) = -i\sqrt{\frac{2J+1}{J}} \int d^3\vec{r} j_{J+1}(Qr) \vec{Y}_{JJ+1}^M(\Omega_{\vec{r}}) \cdot \hat{j}_N(\vec{r}). \quad /6a/$$

Для разложения Роуза получим

$$\hat{U}_{JM}(Q, e\ell) = -\sqrt{\frac{J+1}{J}} \frac{1}{Q} \int d^3\vec{r} [H, \rho_N(\vec{r})] (j_J(Qr) - \frac{Qr}{J+1} j_{J+1}(Qr)) Y_{JM}(\Omega_{\vec{r}}) + \hat{O}_{JM}(R), \quad /7/$$

$$\hat{O}_{JM}(R) = \frac{iQ}{\sqrt{J(J+1)}} \int d^3\vec{r} j_J(Qr) Y_{JM}(\Omega_{\vec{r}}) \vec{r} \cdot \hat{j}_N(\vec{r}). \quad /7a/$$

В импульсном приближении операторы тока  $\hat{j}_N(\vec{r})$  и заряда  $\hat{\rho}_N(\vec{r})$  определяются следующим образом:

$$\hat{\rho}_N(\vec{r}) = \sum_{j=1}^A \hat{e}_j \delta(\vec{r}_j - \vec{r}), \quad \hat{j}_N(\vec{r}) = \sum_{j=1}^A \frac{\hat{e}_j}{2im} \{ \delta(\vec{r}_j - \vec{r}) \vec{v}_j + \vec{v}_j \delta(\vec{r}_j - \vec{r}) \}.$$

Тогда для матричного элемента оператора /6/ имеем

$$\langle J_n || \hat{U}_J(Q, e\ell) || J_0 \rangle = -\frac{E_n - E_0}{Q} \langle J_n || \sum_{j=1}^A \hat{e}_j \left( \frac{J+1}{J} \right)^{1/2} j_j(Qr_j) Y_{JM}(\Omega_{\vec{r}_j}) || J_0 \rangle + \quad /6'/$$

$$+ \langle J_n || \hat{O}_J(EG) || J_0 \rangle,$$

$$\langle J_n || \hat{O}_J(EG) || J_0 \rangle = \langle J_n || \sum_{j=1}^A \frac{\hat{e}_j}{M} \left\{ \frac{Q}{2} \left( \frac{J+1}{J} \right)^{1/2} j_J(Qr_j) Y_{JM}(\Omega_{\vec{r}_j}) - \left( \frac{2J+1}{J} \right)^{1/2} \times \right. \quad /6a'/$$

$$\left. \times j_{J+1}(Qr_j) \vec{Y}_{JJ+1}^M(\Omega_{\vec{r}_j}) \cdot \vec{v}_j \right\} || J_0 \rangle$$

/к сожалению, в уравнении /8/ работы /5/ по ошибке опущен первый член выражения /6a'//, и соответственно для матричного элемента от оператора /7//:

$$\langle J_n || \hat{U}_J(R) || J_0 \rangle = -\frac{E_n - E_0}{Q} \langle J_n || \sum_{j=1}^A \hat{e}_j \left( \frac{J+1}{J} \right)^{1/2} (j_J(Qr_j) - \quad /7'/$$

$$- \frac{Qr_j}{J+1} j_{J+1}(Qr_j)) Y_{JM}(\Omega_{\vec{r}_j}) || J_0 \rangle + \langle J_n || \hat{O}_J(R) || J_0 \rangle,$$

$$\langle J_n || \hat{O}_J(R) || J_0 \rangle = \left( \frac{1}{J(J+1)} \right)^{1/2} \langle J_n || \sum_{j=1}^A \hat{e}_j \frac{Q}{M} \left\{ \frac{1}{2} ((J+3) j_J(Qr_j) - \quad /7a'/$$

$$- Qr_j j_{J+1}(Qr_j)) Y_{JM}(\Omega_{\vec{r}_j}) + j_J(Qr_j) Y_{JM}(\Omega_{\vec{r}_j}) \vec{r}_j \cdot \vec{v}_j \right\} || J_0 \rangle.$$

В длинноволновом приближении, когда  $Q \rightarrow 0$ , в обоих случаях однозначно получаем

$$\langle n | \hat{U}_J(Q, e\ell) | 0 \rangle \xrightarrow{Q \rightarrow 0} -\frac{E_n - E_0}{Q} \sqrt{\frac{J+1}{J}} \langle n | \hat{M}_J^{coul}(Q) | 0 \rangle, \quad /8/$$

где

$$\langle n | \hat{M}_J^{coul}(Q) | 0 \rangle \xrightarrow{Q \rightarrow 0} \frac{Q^J}{(2J+1)!!} \int d^3\vec{r} r^J Y_{JM}(\Omega_{\vec{r}}) \rho_{no}(\vec{r}). \quad /8a/$$

Переходя к рассмотрению переходов с  $Q \neq 0$ , наблюдаем, что матричные элементы оператора  $\hat{U}_J(Q, e\ell)$ , вычисленные в обкладках ядерных волновых функций, будут разными для форм /6/ и /7/. Это связано с тем, что предложенный метод лишь уменьшает степень нарушения условия /1/. Полностью восстановить выполнение /1/ не удастся, так как  $\vec{A}_E \neq 0$  ввиду ограничения

$$\vec{\nabla} \times \vec{A}_E(J\lambda) = -1Q j_J(Qr) \vec{Y}_{JJ}^\lambda, \quad /9/$$

которое вытекает из общих свойств электромагнитного излучения. Оставляя в стороне сложный и нерешенный вопрос /6/ об оптимальном выборе  $\vec{A}_E$  и  $S$ , займемся здесь лишь сравнением двух приведенных выше разложений /4/ и /5/.





## 2. СРАВНЕНИЕ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В РАЗЛОЖЕНИЯХ АЙЗЕНБЕРГА-ГРАЙНЕРА И РОУЗА

Вопрос о степени неоднозначности двух типов разложений свелся по существу к сравнению матричных элементов от операторов /6/ и /7/, вычисленных в обкладках ядерных волновых функций.

Матричные элементы, вычисленные для ядерных волновых функций, в оболочечной модели сводятся /при помощи техники коэффициентов родства/ к линейным комбинациям одночастичных матричных элементов. Проведем сравнение разложений Роуза и Айзенберга-Грайнера для одночастичных матричных элементов в осцилляторном базисе.

2.1. Обсудим сначала E2-переходы в ядрах 1p-оболочки. Для расчета волновых функций ядер 1p-оболочки наиболее часто используется модель смешивания 1p<sub>3/2</sub>- и 1p<sub>1/2</sub>-конфигураций /Бояркиной<sup>7/</sup>, Козн-Курата<sup>8/</sup>/. Такая модель привлекательна своими простотой и высокой симметрией. Те же простота и симметрия приводят, однако, к тому, что, не используя УН, имеем

$$\langle 1p_j || \hat{U}_2(Q, e\ell) || 1p_{j'} \rangle = 0; \quad j, j' = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \quad /10/$$

то есть конвекционная часть оператора E2 перехода "случайно" /а на самом же деле ввиду пренебрежения более высокими 2h<sub>ω</sub>, ... конфигурациями/ зануляется. При более полном конфигурационном смешивании такого зануления не наблюдается. При использовании УН матричный элемент от конвекционной части E2-оператора уже отличен от нуля. Правда и здесь, в силу отмеченной симметрии волновых функций гармонического осциллятора, происходит зануление матричного элемента от "поправочного" члена  $\hat{O}_{JM} : \langle 1p_j || \hat{O}_{JM}(R, EQ) || 1p_{j'} \rangle = 0$ , j, j' = 1/2, 3/2, для обоих типов разложения. Ненулевой вклад дает "основной" член, содержащий оператор плотности заряда  $\hat{\rho}_N(\vec{r})$ . Сравнение одночастичных матричных элементов  $\langle 1p_j || \hat{U}_2(Q, e\ell) || 1p_{j'} \rangle$  для E2-переходов, вычисленных с помощью формул /6/ и /7/, приведено на рис.1. При вычислении матричного элемента от "основного" члена мы приняли  $(E_n - E_0) = 10$  МэВ.

В расчетах конкретных переходов надо подставлять экспериментальную разность энергий. Из рис.1 видно, что вплоть до  $Q \leq 0,5$  фм<sup>-1</sup> разложения Айзенберга-Грайнера и Роуза дают примерно одинаковые результаты. При больших Q различия между ними становятся заметными. В области передач  $0,5 \leq Q \leq 1,5$  фм<sup>-1</sup> можно говорить о некоторой предпочтительности разложения /4/, поскольку для него одночастичный матричный элемент от "основного" члена получается больше, чем в случае разложения /5/. То есть, кажется, что с помощью разложения Айзенберга-Грайнера удается выразить большую часть конвекционного ядерного тока  $\vec{j}_N(\vec{r})$  через плотность заряда  $\hat{\rho}_N(\vec{r})$ . Однако различия в обоих типах разложения становятся для  $Q \geq 1$  фм<sup>-1</sup> не очень существенными, так как они составляют лишь небольшую добавку. Доминирует в этой области передач спиновый

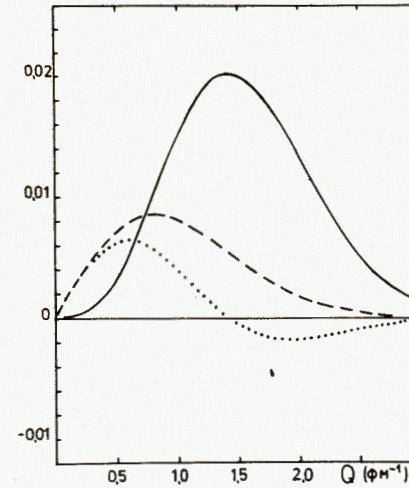


Рис.1. Величины одночастичных матричных элементов  $\langle n\ell j || \hat{U}_2(Q, e\ell) || n'\ell' j' \rangle$  между состояниями 1p-оболочки (j = 1/2, j' = 3/2). Сплошная линия - матричный элемент от оператора /11/, пунктирная /точечная/ линия - от оператора /6/ (/7/).

матричный элемент /см.рис.1/:  

$$\langle j || \hat{V}_J(Q, e\ell) || j' \rangle = \quad /11/$$

$$= \mu^{is(iv)} \frac{Q}{2M} \langle j || j_J(Qr) \vec{Y}_{JJ}(Qr) \cdot \vec{\sigma} || j' \rangle =$$
 Одночастичный матричный элемент от оператора  $\hat{V}_{JM}(Q, e\ell)$  рассчитывался для перехода изоскалярного типа / $\mu^{is} = 0,87/$ . В изовекторных

переходах соответствующий матричный элемент еще больше за счет множителя  $\mu^{iv} = 4,71$ .

Отсюда следует вывод, что если в E2-переходе доминирует матричный элемент от спинового оператора  $\hat{V}_{JM}(Q, e\ell)$ , то неоднозначности использования УН слабо отразятся на результатах расчета. Различия в способах реализации УН могут проявиться в изоскалярных переходах, имеющих большой продольный формфактор  $F_L(Q)$ , например, в переходе на уровень 4,44 МэВ /2<sup>+</sup>, T = 0/ в <sup>12</sup>C.

2.2. Перейдем к обсуждению E1-переходов. В этом случае конвекционная часть E1-оператора дает ненулевой вклад, поэтому эффект использования УН не должен быть таким драматичным, как это наблюдается для E2-переходов в ядрах 1p-оболочки. Заметим, что здесь не равны нулю и матричные элементы от операторов  $\hat{O}_{JM}(EQ)$  и  $\hat{O}_{JM}(R)$  /см./6а/ и /7а//. Поэтому для сравнения двух способов использования УН удобно ввести следующие отношения:

$$R_J^{EG}(Q) = \frac{1}{E_n - E_0} Q \sqrt{\frac{J}{J+1}} \frac{\langle n\ell j || \hat{O}_{JM}(EQ) || n'\ell' j' \rangle}{\langle n\ell j || j_J(Qr) Y_J || n'\ell' j' \rangle}, \quad /12а/$$

$$R_J^R(Q) = \frac{1}{E_n - E_0} Q \sqrt{\frac{J}{J+1}} \frac{\langle n\ell j || \hat{O}_{JM}(R) || n'\ell' j' \rangle}{\langle n\ell j || [j_J(Qr) - \frac{Qr}{J+1} j_{J+1}(Qr)] Y_J || n'\ell' j' \rangle}. \quad /12б/$$

Малость величины R является критерием высокой эффективности данного способа разложения, так как знаменатель в /12а/ и /12б/ вычисляется через  $\hat{\rho}_N(\vec{r})$ , а значит более надежно, чем числитель этих выражений.

Все приведенные матричные элементы в /12а/ и /12б/ зависят от j, j' лишь в форме мультипликативного множителя



Таблица 1

Величины отношений  $R_J$ , определяемые формулами /12а/ и /12б/, для ядер в окрестности  $A = 16$ . Параметр гармонического осциллятора  $b = 1,7 \text{ фм}$ .

$Q(\text{Фм}^{-1})$	$1d_j, 1p_j$		$2s_j, 1p_j$	
	$R_{J=1}^{EG}$	$R_{J=1}^R$	$R_{J=1}^{EG}$	$R_{J=1}^R$
0,1	-0,004	0,011	0,021	0,042
0,2	-0,017	0,043	0,086	0,180
0,3	-0,038	0,103	0,200	0,454
0,4	-0,070	0,199	0,375	0,967
0,5	-0,112	0,350	0,633	2,019
0,6	-0,167	0,599	1,010	4,861
0,7	-0,237	1,057	1,574	29,30
0,8	-0,326	2,137	2,470	-13,55
0,9	-0,439	7,700	4,052	-6,945
1,1	-0,772	-3,047	19,96	-4,571
1,2	-1,024	-1,984	-73,96	-4,257
1,3	-1,371	-1,491	-15,87	-4,157
1,4	-1,876	-1,180	-9,774	-4,227
1,5	-2,670	-0,940	-7,463	-4,491
1,6	-4,084	-0,719	-6,252	-5,064
1,7	-7,278	-0,487	-5,512	-6,340
1,8	-21,13	-0,209	-5,014	-10,27
1,9	34,61	0,167	-4,658	-238,7
2,0	10,64	0,752	-4,392	6,753

Таблица 2

То же, что и в табл.1, но для ядер в окрестности  $A = 40$ .  
Параметр  $b = 1,7 \text{ фм}$ .

$Q(\text{Фм}^{-1})$	$1f_j, 1d_j$		$2p_j, 1d_j$		$2p_j, 2s_j$	
	$R_{J=1}^{EG}$	$R_{J=1}^R$	$R_{J=1}^{EG}$	$R_{J=1}^R$	$R_{J=1}^{EG}$	$R_{J=1}^R$
0,1	-0,008	0,011	0,034	0,064	0,008	0,074
0,2	-0,034	0,044	0,139	0,281	0,034	0,309
0,3	-0,077	0,106	0,330	0,753	0,081	0,759
0,4	-0,141	0,211	0,637	1,820	0,153	1,551
0,5	-0,229	0,393	1,125	5,221	0,261	3,035
0,6	-0,346	0,749	1,930	-	0,418	6,536
0,7	-0,500	1,707	3,417	-8,850	0,650	25,58
0,8	-0,704	14,10	6,937	-5,473	1,001	-21,38
0,9	-0,981	-3,135	25,11	-4,416	1,546	-7,798
1,0	-1,367	-1,537	-26,40	-3,956	2,428	-4,088
1,1	-1,942	-1,023	-10,08	-3,761	3,913	-1,504
1,2	-2,882	-0,730	-6,630	-3,745	6,478	1,558
1,3	-4,718	-0,500	-5,057	-3,933	10,70	7,279
1,4	-10,06	-0,274	-4,086	-4,558	15,82	29,76
1,5	-658,9	-0,005	-3,356	-7,654	17,57	-64,36
1,6	11,29	0,379	-2,710	4,033	14,27	-21,57
1,7	5,621	1,061	-2,052	-0,686	10,07	-14,47
1,8	3,614	2,860	-1,286	-1,535	7,024	-11,33
1,9	2,470	33,54	-0,270	-1,927	5,068	-9,326
2,0	1,619	-5,441	1,292	-2,192	3,804	-7,652



$\sqrt{(2j+1)(2j'+1)} W(\ell \frac{1}{2} j j'; j \ell')$ , поэтому отношения  $R^{EG}$  и  $R^R$  вы-  
рождены по  $j$  и  $j'$ , что значительно сокращает объем таблиц 1 и 2,  
в которых представлена  $Q$ -зависимость этих величин.

Выбор одночастичных конфигураций проводился для ядер в окрест-  
ности  $A=16$  и  $A=40$ . Анализ таблиц показывает, что для передач  
 $Q \leq 0,7 \text{ фм}^{-1}$  разложения /4/ везде лучше, чем разложения /5/.  
При больших  $Q$  такого однозначного заключения сделать, по-види-  
мому, нельзя.

### 3. ПРИМЕРЫ

Рассмотрим электромагнитные переходы в  ${}^6\text{Li}$  на уровень  $3^+ T=0 / E^*=2,18 \text{ МэВ}$  и в  ${}^{13}\text{C}$  - на уровень  $5/2^- T=1/2 / E^*=7,55 \text{ МэВ}$ , для которых ожидается, что эффект от использования УН будет немалым /9/. Все расчеты будем проводить с применением волновых функций Бояркиной /6/. Такая модель учитывает лишь смешивание конфигураций типа  $0h\omega$ .

#### 3.1. Переход $1^+ T=0 \rightarrow 3^+ T=0$ в ${}^6\text{Li}$

Расчеты продольного и поперечного формфакторов представлены на рис.2. Вводя нормировку  $\beta = \sqrt{3}$ , можно в  $F_L$  эффективно учесть влияние отброшенных конфигураций. Поперечный формфактор  $F_T$  рассчитан в трех случаях: а/ без учета УН; б/ с использованием уравнения /6/ и в/ с использованием уравнения /7/; при этом нормировка  $\beta$  уже учтена. Из эксперимента известно лишь значение  $\Gamma_{\gamma 0} = /4,4 \pm 0,3/ \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ , характеризующее трансверсальный переход в фотонной точке. В трех вариантах расчета получены следующие результаты /для б/ и в/ см.уравнение /8//:  $\Gamma_{\gamma 0}(а) = 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ эВ}$ ,  $\Gamma_{\gamma 0}(б) = \Gamma_{\gamma 0}(в) = 3,0 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ . Существенное улучшение теоретического результата в этом случае соответствует теореме Зигерта, и его следует признать известным. Из рис.2 видно, что оба типа разложения дают для E2-формфактора примерно одинаковый результат. Гораздо большие различия наблюдаются для малых и средних передач  $/Q \leq 0,8 \text{ фм}^{-1}/$  между расчетами с использованием УН и без использования УН.

#### 3.2. Переход $1/2^-, T=1/2 \rightarrow 5/2^-, T=1/2$ в ${}^{13}\text{C}$

Расчеты  $F_L(Q)$  и  $F_T(Q)$  приведены на рис.3. Поперечный формфактор рассчитан в трех вариантах: а/, б/ и в/ см.разд.3.1/.  $F_T(Q)$  является суммой E2- и M3-мультиполей. M3-формфактор оказался мал по сравнению с E2, и поэтому не показан на рисунке. Как и в предыдущем случае расчеты, использующие разложения /4/ и /5/, дают близкие результаты. Более того, использование УН позволяет улучшить описание экспериментальных данных. Однако, поскольку

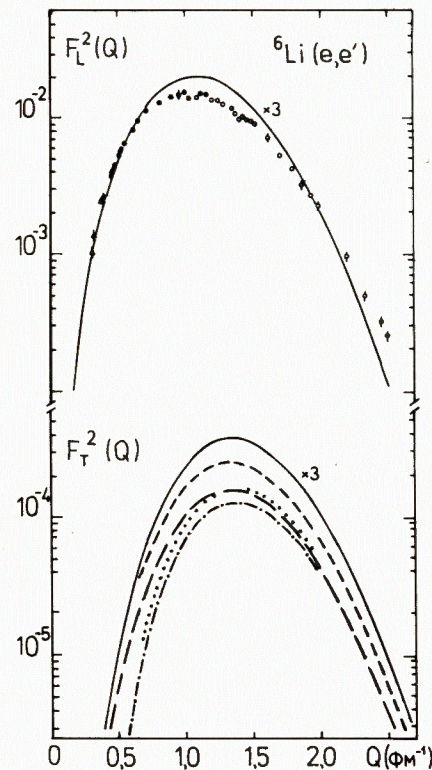


Рис.2. Неупругие формфакторы для перехода на уровень  $3^+ T=0 / E^*=2,18 \text{ МэВ}$  в  ${}^6\text{Li}$ . Параметр  $b = 1,90 \text{ фм}$ . E2-формфактор рассчитан в трех вариантах: а/ длинный пунктир - без УН, б/ штрихпунктирная линия - с УН по формуле /6/, в/ точечная линия - с УН по формуле /7/. Коротким пунктиром обозначен M3-формфактор. Сплошная линия для полного  $F_T(Q)$  соответствует случаю б/. Все ссылки - на экспериментальные данные в работе /11/.

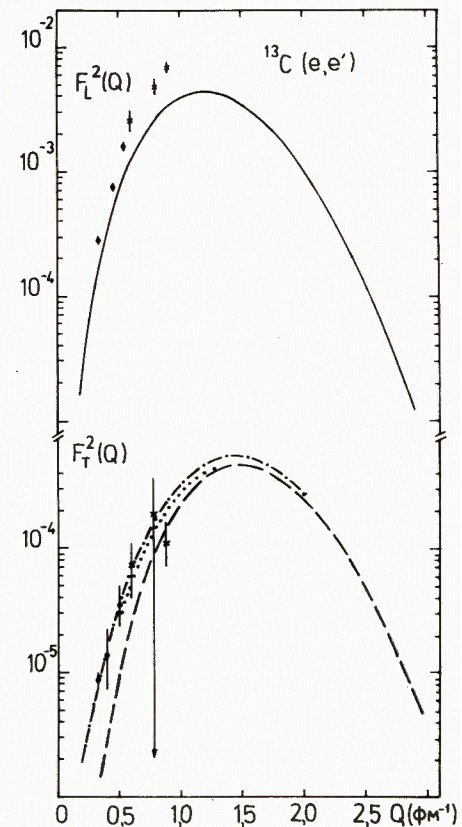


Рис.3. Неупругие формфакторы для перехода на уровень  $5/2^-, T=1/2 / E^*=7,55 \text{ МэВ}$  в  ${}^{13}\text{C}$ . Параметр  $b = 1,59 \text{ фм}$ . Обозначения такие же, как и на рис.2. M3-формфактор мал и поэтому не показан. Экспериментальные данные из работы /12/ /кресты/ и из работы /13/ /точки/.

не удастся достаточно хорошо описать  $F_L(Q)$ , это несколько уменьшает убедительность выводов.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сравниваются три способа анализа формфакторов переходов электрического типа: первый - без учета УН; второй и третий - с использованием УН с разными разложениями. Из анализа одночастичных матричных элементов следует некоторая предпочтительность разложения Айзенберга-Грайнера по сравнению с разложением Роуза /см.рис.1 и табл.1 и 2/: для ядер  $1p$ -оболочки при  $0,5 \leq Q \leq 1,5 \text{ Фм}^{-1}$  и для ядер в окрестности  $A = 16$  и  $A = 40$  при  $Q < 0,7 \text{ Фм}^{-1}$ . При более высоких передачах такого однозначного ответа дать нельзя.

Были рассмотрены  $E2$ -переходы в  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{13}\text{C}$ . Использование УН позволило в ряде случаев улучшить описание экспериментальных данных. При этом неоднозначности, связанные с выбором способа разложения, слабо сказались на конечных результатах. Использование УН позволяет эффективным образом учесть вклады обменных токов, и такому способу анализа следует отдать предпочтение. Поиск оптимального способа выделения градиентной части в разложении /2/ остается важной практической задачей теории.

В заключение авторы благодарят Р.А.Эрамжяна, С.С.Камалова за интерес к работе и полезные обсуждения. Один из нас хотел бы также выразить благодарность сотрудникам группы теоретической физики из Казахского государственного университета за ряд ценных замечаний и советов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Heisenberg H.P., Blok H.P. Ann.Rev.of Nucl.and Part Sci., 1983, 33, p.569.
2. Eisenberg J.M., Greiner W. Nuclear Theory, vol.2, North-Holland, Amsterdam, 1970.
3. Rose M.E. Multipole Fields. J.Wiley, N.Y., 1959.
4. De Forest T., Walecka J.D. Adv.in Phys., 1966, 15, p.1.
5. Eramzhyan R.A. et al. JINR, E4-83-543, Dubna, 1983.
6. Friar J.L., Fallieros S. Phys.Lett., 1982, 114B, p.403.
7. Бояркина А.Н. Структура ядер  $1p$ -оболочки. МГУ, М., 1973.
8. Cohen S., Kurath D. Nucl.Phys., 1965, 73, p.1; 1967, A101, p.1.
9. Eramzhyan R.A. et al. JINR, E4-84-67, Dubna, 1984.
10. Aizenberg-Selove F. Nucl.Phys., 1979, A320, p.1.
11. Bergstrom J.C. Nucl.Phys., 1979, A327, p.458.
12. Yang C.S. et al. Nucl.Phys., 1971, A162, p.71.
13. Wittwer G., Clerc H.G., Beer G.A. Phys.Lett., 1969, 30B, p.634; Tomaselli M. et al. Phys.Lett., 1969, 29B, p.579.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 июня 1984 года

Гмитро М., Каипов Т.Д., Ржизек И.

P4-84-443

Анализ формфакторов электрических переходов в легких ядрах с использованием уравнения непрерывности электромагнитного тока

Использование уравнения непрерывности электромагнитного тока приводит к модификации импульсного приближения для формфакторов переходов электрического типа. Однако такая процедура обладает неоднозначностью. Проведено сравнение двух способов использования условия непрерывности /УН/: с помощью разложения Айзенберга-Грайнера и с помощью разложения Роуза. Для выбора наиболее подходящего метода анализа электрических переходов представлен справочный материал в виде таблиц и графиков одночастичных матричных элементов для  $E2$ -переходов ядер  $1p$ -оболочки и для  $E1$ -переходов ядер в окрестности  $A = 16$  и  $A = 40$ . Численные расчеты электромагнитных формфакторов проведены для переходов на  $2,18 \text{ МэВ } /3^+$ ,  $T = 0/$  уровень в  ${}^6\text{Li}$  и  $7,55 \text{ МэВ } /5/2^-$ ,  $T = 1/2/$  уровень в ядре  ${}^{13}\text{C}$ . В рассматриваемых переходах две процедуры использования УН приводят в  $E2$ -формфакторах к мало отличающимся результатам. Поскольку использование УН позволяет эффективно учесть вклад обменных мезонных токов, то такому способу анализа следует отдать предпочтение.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Gmitro M., Kaipov T.D., Řizek J.

P4-84-443

Analysis of Form Factors of Electric Transitions in Light Nuclei with the Use of Electromagnetic Current Continuity Equation

The use of continuity equation for the electromagnetic current leads to the modification of impulse approximation for the form factors of electric-type transitions. But such procedure is not unique. Two methods are compared of the continuity condition application: by means of the Eisenberg-Greiner decomposition and by means of Rose's decomposition. Reference material for choosing a more suitable method of electric transition analysis is presented in tables and graphs for one-particle matrix elements for  $E2$ -transitions of  $1p$ -shell nuclei and for  $E1$ -transitions of nuclei in the vicinity of  $A = 16$  and  $A = 40$ . Numerical calculations of electromagnetic form factors are made for the transitions to  $2.18 \text{ MeV } /3^+$ ,  $T = 0/$  level in  ${}^6\text{Li}$  and  $7.55 \text{ MeV } /5/2^-$ ,  $T = 1/2/$  level in  ${}^{13}\text{C}$  nucleus. In the examples considered two decompositions lead to similar results. Since the use of continuity equation effectively includes the contribution of the meson-exchange current, such way of analysis should be preferred.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984