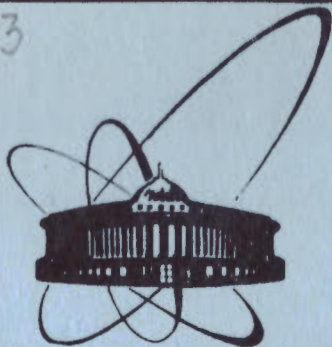


18/VI/84

П-563



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-84-203

В.Ю.Пономарев

О ВОЗМОЖНОСТИ
ВЫДЕЛЕНИЯ "ТВИСТОВОЙ" МОДЫ
ВОЗБУЖДЕНИЯ В (e, e') -РЕАКЦИИ

Направлено в "J.Phys.G: Nucl.Phys.
(Letters to the Editor)".

1984

Ядерная гидродинамика предсказывает существование в ядре "твистовой" моды возбуждения /или моды кручения/, которая характеризуется квантовыми числами $J^\pi = 2^-$ и $T = 0$ и соответствует энергии $E_x \sim 45 \div 50 \cdot A^{-1/3}$ МэВ^{1,2/}. Эта мода формируется под действием орбитальной части $M2$ -оператора и представляет собой вращение относительно оси z слоев ферми-жидкости с углом поворота, пропорциональным z -координате слоя. Таким образом, говоря о твистовой моде в токовой переходной плотности /ТПП/ 2^- -состояний, ограничиваются лишь конвекционной компонентой

$$\vec{j}^c(\vec{r}) = \frac{e\hbar}{2m} \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) g_l (\Psi_f \vec{\nabla}_k \Psi_i - \Psi_i \vec{\nabla}_k \Psi_f^*). \quad /1/$$

Другой компонентой ТПП является спиновая компонента

$$\vec{j}^s(\vec{r}) = \frac{e\hbar}{2m} \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) g_s [\vec{\nabla}_k \times (\Psi_f \vec{s}_k \Psi_i)], \quad /2/$$

с ней связано возбуждение "спиновой" моды.

Разделение спектра 2^- -возбуждений на твистовую и спиновую моды оправдано, когда интерференция компонент ТПП $\vec{j}^c(\vec{r})$ и $\vec{j}^s(\vec{r})$ пренебрежимо мала. Однако, как показывают микроскопические расчеты^{3,4/}, в области локализации твистовой моды обе компоненты дают сравнимый вклад в величину приведенной вероятности $M2$ -переходов. Хорошо известно, что различные ядерные реакции избирательны к возбуждению тех или иных ядерных мод. Поэтому для наблюдения твистовой моды надо подобрать реакцию, кинематика которой подавляла бы вклад $\vec{j}^s(\vec{r})$.

В работе^{5/} была сделана оценка вклада $\vec{j}^c(\vec{r})$ и $\vec{j}^s(\vec{r})$ в сечение реакции неупругого рассеяния электронов. В этой работе рассматривалось возбуждение четырех базисных 2^- -состояний $\{ST\rangle$, соответствующих значению переданного спина и изоспина S и $T = 0, 1$. Оказалось, что максимум формфактора с $S = 0$ /возбуждение твистовой моды/ достигается при несколько больших значениях переданного импульса q , чем максимум формфактора с $S = 1$ /возбуждение спиновой моды/. Следовательно, в области максимума формфактора с $S = 0$ можно надеяться на экспериментальное выделение твистовой моды. Насколько при этом подавлен вклад компоненты $\vec{j}^s(\vec{r})$, оправдывая тем самым надежды, могут показать только непосредственные расчеты сечения (e, e') -реакции с микроскопическими волновыми функциями возбужденных состояний. Подобные расчеты и являются целью настоящей работы.

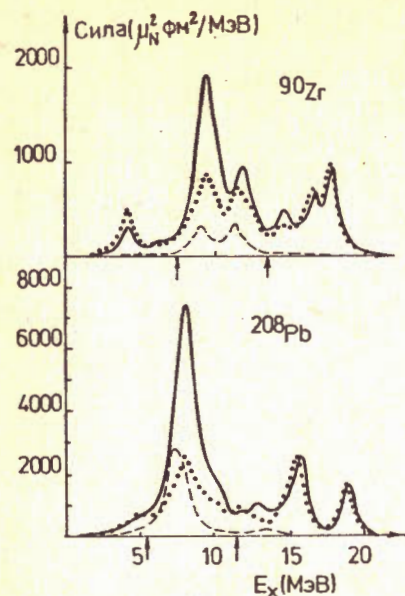


Рис.1. Распределение силы М2-переходов /сплошная кривая/, твистовой /пунктирная кривая/ и спиновой /точечная кривая/ мод в ^{90}Zr и ^{208}Pb .

Прежде чем приступить к расчетам сечения реакции останемся кратко на основных особенностях в распределении силы М2-переходов. На рис.1 соответствующие результаты для ^{90}Zr и ^{208}Pb представлены в виде силовых функций с параметром усреднения, равным 1 МэВ. Ядерные волновые функции рассчитывались в рамках однофононного /или $1p1h$ / приближения квазичастично-фононной моды ядра [6]. В рамках этого приближения возбужденные состояния представляют собой

суперпозицию частично-дырочных /или двухквазичастичных/ конфигураций вида

$$|\Psi_i\rangle = Q_{\lambda\mu}^+ |\Psi_i\rangle = \frac{1}{2} \sum_{jj'} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i}, [a_j^+ a_{j'}^+]_{\lambda\mu} - (-)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'}^{\lambda i}, [a_j a_{j'}]_{\lambda-\mu} \} |\Psi_i\rangle. \quad (3)$$

Амплитуды ψ и ϕ и энергии однофононных состояний находятся из решения хорошо известных уравнений приближения случайных фаз с сепарабельными спин-мультипольными силами.

Основная часть силы М2-переходов в ^{90}Zr и ^{208}Pb распределена по широкому энергетическому интервалу от 3 до 20 МэВ. Так же сильно расфрагментирована и спиновая мода, которая изображена точками. Изображенная пунктиром твистовая мода, напротив, более локализована: в ^{208}Pb выделяется один интенсивный пик при энергии 7,3 МэВ /что соответствует $E_x = 43 \cdot A^{-1/3}$ МэВ/, в ^{90}Zr — два пика с энергией 9,2 и 11,3 МэВ /центроиду соответствует $E_x = 46 \cdot A^{-1/3}$ МэВ/. В результате, если основной пик М2-резонанса связан с когерентным сложением обеих компонент $\tilde{J}^c(\vec{r})$ и $\tilde{J}^s(\vec{r})$, то высокоэнергетическая часть резонанса обусловлена исключительно спиновой компонентой. Оценки в работе [1] свидетельствуют, что твистовая мода в ^{208}Pb исчерпывает только 20% силы от полной суммы М2-переходов. Однако в области максимума М2-резонанса ее вклад больше. В энергетическом интервале 5,4–11,4 МэВ в ^{208}Pb сила твистовой и спиновой мод соответственно составляет 35,4 и 46,2% от полной М2-силы из этого

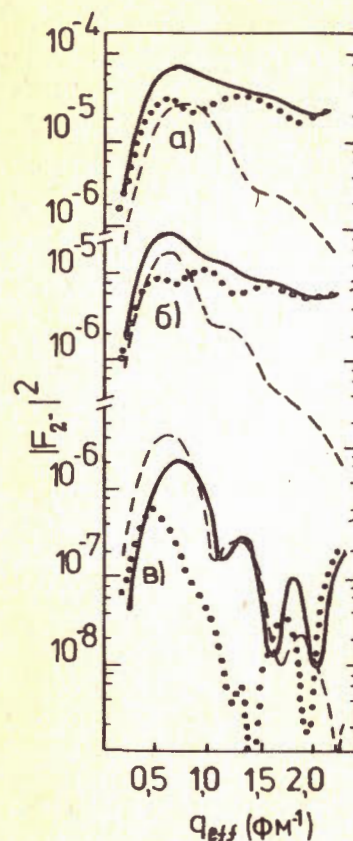


Рис.2. Сумма формфакторов всех 2^- -состояний из энергетического интервала 7,4 – 13,4 МэВ для ^{90}Zr /а/ и 5,4 – 11,4 МэВ для ^{208}Pb /б/ и формфактор 2^- -состояния с $E_x = 7,22$ МэВ в ^{208}Pb /в/. Обозначения те же, что на рис.1.

интервала*. В ^{90}Zr эти цифры равны 21,3 и 63,1% для энергетического интервала 7,4–13,4 МэВ. Указанные энергетические интервалы на рис.1 отмечены стрелками. Увеличение вклада конвекционной компоненты ТПП с ростом A связано с тем, что основной вклад в эту компоненту дают частично-дырочные переходы с большими l . В ^{90}Zr протонные одночастичные уровни ниже поверхности Ферми имеют $l_{\max} = 3$, в ^{208}Pb — $l_{\max} = 5$.

В настоящей работе сила изовекторного спин-дипольного остаточного взаимодействия примерно в три раза слабее, чем учитываемая в [7], где 2^- -состояния исследовались в рамках того же самого теоретического подхода. Усиление остаточного взаимодействия слабо сказывается на свойствах твистовой моды. Что касается спиновой

моды, то усиление остаточного взаимодействия приводит к выталкиванию части ее силы в область более высоких энергий. Так, в ^{90}Zr появляется сильно коллективизированное однофононное 2^- -состояние спиновой природы с $E_x \sim 20$ МэВ, на которое приходится почти треть от полной М2-силы [7]. Таким образом, настоящие расчеты выполнены в наименее благоприятных для выделения твистовой моды условиях. Отметим, что полученные здесь распределения силы М2-переходов и в ^{90}Zr , и в ^{208}Pb похожи на соответствующие распределения, рассчитанные в рамках теории конечных ферми-систем [3,4]. В работах [3,4] исследовалось влияние $2p2h$ -конфигураций на распределение твистовой и спиновой мод. Было показано, что взаимодействие с $2p2h$ -конфигурациями приводит к еще большей фрагментации спиновой моды по сравнению с расчетами в рамках $1p1h$ -приближения, в то время как их влияние на твистовую моду незначительно.

*В расчетах использовались вакуумные значения g -факторов, входящие в выражение $1/(-2/)$.

Рассмотрим теперь возбуждение 2^- -состояний в реакции неупругого рассеяния электронов на большие углы. В рамках борновского приближения искаженных волн были рассчитаны сечения возбуждения всех однофононных 2^- -состояний, принадлежащих области главного пика М2-резонанса, которая на рис.1 отмечена стрелками. На рис.2/а/ и 2/б/ изображены суммарные формфакторы этих состояний как функции переданного импульса q_{eff} . При расчете твистового и спинового формфакторов использовалась только одна из компонент ТПП: либо $\tilde{J}^c(\vec{r})$, либо $\tilde{J}^s(\vec{r})$. Анализ показывает, что для выделения твистовой моды наиболее благоприятной является область $0,3 < q_{eff} < 1 \text{ фм}^{-1}$. При меньших значениях q_{eff} воспроизводится картина распределения М2-силы, при $q_{eff} > 1,0 \text{ фм}^{-1}$ твистовый формфактор начинает резко спадать, и сечение реакции определяется исключительно спиновой переходной плотностью $\tilde{J}^s(\vec{r})$.

Наши расчеты подтверждают вывод гидродинамического подхода /5/ о большем значении q для максимума $|F_{2-}^{Twist}(q)|^2$, по сравнению с $|F_{2-}^{Spin}(q)|^2$. В ^{90}Zr максимумы формфакторов сдвинуты примерно на величину $0,18 \text{ фм}^{-1}$, в ^{208}Pb - на величину $0,12 \text{ фм}^{-1}$. Как следствие появляется область переданных импульсов q , где в основном максимуме М2-резонанса преобладает твистовая компонента. Это наблюдается даже в ^{90}Zr .

Проявления твистовой моды, естественно, лучше всего искать в области максимума ее формфактора. В ^{90}Zr этот максимум достигается в районе $q_{eff} = 0,8 \text{ фм}^{-1}$, в ^{208}Pb - при $q_{eff} = 0,6 \text{ фм}^{-1}$. Значение $q_{eff} = 0,6 \text{ фм}^{-1}$ для ^{208}Pb соответствует, например, неупругому рассеянию электронов с энергией $E_0 = 40 \text{ МэВ}$ на угол $\theta = 160^\circ$. Для этих условий мы рассчитали сечение реакции с возбуждением однофононных 2^- -состояний в ^{208}Pb , а также отдельно вклад твистовой и спиновой мод. Силовые функции этих величин приведены на рис.3. В сечении реакции хорошо выделен сильный пик с $E_x = 8 \text{ МэВ}$. В этот пик твистовая мода дает вклад, равный 56%, спиновая - только 23%, и интерференционный член - 21%. Отношение вклада твистовой моды к спиновой в области максимума М2-резонанса здесь заметно выше, чем в случае расчета силы М2-переходов. Это хорошо видно из сравнения рис.3 с рис.1.

Приведенные выше расчеты относительно вклада твистовой моды являются на самом деле оценками снизу. В первую очередь это связано с использованием вакуумных g_s -факторов. Различные теоретические оценки для g_s^{eff} дают значение, равное $g_s^{eff} = 0,6-0,8 g_s^{free}$, что должно ослабить вклад спиновой моды в 1,5-3 раза; уменьшится при этом и интерференционный член. К ослаблению спиновой моды в области максимума М2-резонанса, как отмечалось выше, приводит и взаимодействие с $2p2h$ -конфигурациями. Таким образом, очевидно, что главный максимум М2-резонанса в ^{208}Pb , получаемый в (e, e') -реакции при $q_{eff} = 0,6 \text{ фм}^{-1}$, представляет собой главным образом твистовую моду. В эксперименте по неупругому рассеянию медленных электронов на большие углы, выполненном в Дармштадте, 2^- -уровни из интервала $E_x = 6-8,5 \text{ МэВ}$ в ^{208}Pb

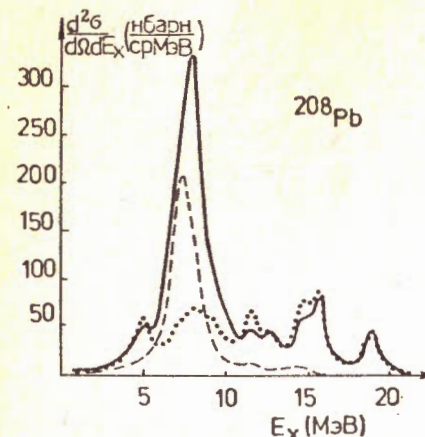


Рис.3. Сечения возбуждения 2^- -состояний в ^{208}Pb в реакции неупругого рассеяния электронов с энергией $E_0 = 40 \text{ МэВ}$ на угол $\theta = 160^\circ$. Обозначения те же, что на рис.1.

были обнаружены при трех значениях $q_{eff} = 0,43; 0,71$ и $0,85 \text{ фм}^{-1}$ /8/. Минимальное и максимальное значения примерно соответствуют случаю, когда на рис.2б вклады твистовой и спиновой мод выравниваются. При $q_{eff} = 0,71 \text{ фм}^{-1}$ мы находимся в области преимущественного возбуждения твистовой моды. Следовательно, можно говорить об экспериментальном наблюдении фрагментов твистовой моды.

В более легких ядрах компонента ТПП $\tilde{J}^c(\vec{r})$ настолько слаба, что при всех значениях q вкладом компоненты $\tilde{J}^s(\vec{r})$ /а в районе максимума $|F_{2-}^{Twist}(q)|^2$ и интерференционным членом/ нельзя пренебречь, даже учитывая различные механизмы подавления спиновой моды. Однако в спектре однофононных 2^- -состояний можно выделить те из них, которые имеют преимущественно "твистовую" природу. Это состояния, в структуру которых основной вклад дают частично-дырочные переходы с большими l . Одно из таких состояний в ^{208}Pb имеет энергию $7,22 \text{ МэВ}$, его формфактор приведен на рис. 2/в/. В широком интервале переданных импульсов формфактор этого состояния определяется исключительно компонентой $\tilde{J}^c(\vec{r})$, спиновая компонента на порядок и более слабее. Увеличение расстояния между максимумами $|F_{2-}^{Twist}(q)|^2$ и $|F_{2-}^{Spin}(q)|^2$ с уменьшением A позволяет надеяться, что в более легких ядрах по положению максимума $|F_{2-}^{M2}(q)|^2$ можно будет различать 2^- -уровни "твистовой" и "спиновой" природы.

В заключение автор выражает благодарность Дж.Вамбаху за ознакомление с его результатами до их публикации, а также проф. В.Г.Соловьеву, А.И.Вдовину, В.В.Воронову и В.М.Шилу за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Holzwarth G., Eckart G. Z.Phys., 1977, A283, p. 219.
2. Семенко С.Ф. ЯФ, 1981, 34, с. 639.
3. Schwesinger B. (unpublished).
4. Wambach J. (private communication).

5. Schwesinger B., Pingel K., Holzwarth G. Nucl.Phys., 1980, A341, p. 1.
6. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 237.
7. Ponomarev V.Yu. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p. 446.
8. Frey R. et al. Phys.Lett., 1978, 74B, p. 45; Knüpfer W.
et al. Phys.Lett., 1978, 77B, p. 367.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 марта 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований