

## ЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

© 2010 **В. К. Тартаковский**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев  
Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев*

Исследуются поляризационные явления в электромагнитных процессах взаимодействия с ядрами фотонов, электронов, нуклонов и сложных частиц. Выполнены расчеты поляризаций и связанных с ними величин и проведено обсуждение полученных результатов при сравнении их с соответствующими экспериментами с целью выявления возможностей для получения новой информации о ядрах и  $NN$ -взаимодействиях. По ходу изложения вставляются также короткие фрагменты из других работ по затрагиваемым вопросам.

*Ключевые слова:* поляризация, электромагнитные взаимодействия в ядрах, фотон, электрон, нуклон, дейтрон.

### Введение

Каждое из ядер, структура которых определяется, прежде всего, сильными взаимодействиями, представляет одновременно также сложную электродинамическую систему, и многие свойства ядер и ядерных превращений существенно связаны с электромагнитными взаимодействиями. Большое значение в получении новой информации о детальной структуре ядер и о ядерном взаимодействии могут представлять уже давно начатые и проводящиеся также в настоящее время исследования (хотя и далеко не интенсивные) различных поляризационных явлений в электромагнитных процессах с ядрами.

Общие теоретические положения о поляризационных явлениях, связанных с электромагнитными взаимодействиями, описаны в известных монографиях и пособиях [1 - 5], где имеются также ссылки на обширные списки оригинальных работ по этим вопросам.

Оказалось, что ряд поляризационных эффектов при электромагнитных взаимодействиях может существенно зависеть, как показывают теоретические расчеты, не только от однонуклонных токов в ядрах, но и от мезонных обменных токов и изобарных конфигураций, а также от примеси  $D$ -волны в легчайших ядрах и вообще от поведения ядерных волновых функций, в частности, на малых расстояниях между нуклонами, от трехнуклонных сил, немассовых эффектов, от взаимодействия в конечном состоянии, релятивистских эффектов, от кварковых степеней свободы и возбуждения многокварковых состояний, таких как дибарионы, трибарионы и др. Электромагнитные взаимодействия хорошо изучены, поэтому названные эффекты при весьма усовершенствованной экспериментальной технике могут эффективно исследоваться.

Ясно, что небольшими коллективами выполнять такую обширную программу в большом объеме при ограниченных возможностях в настоящее время практически невозможно. Поэтому уже проведенные работы с электромагнитными поляризационными измерениями и с соответствующими теоретическими разработками касались лишь какого-либо узкого круга указанных явлений.

В настоящей работе проведены расчеты поляризаций конечных частиц (в основном освободившихся нуклонов) и асимметрии сечений, сделано сравнение с экспериментами для процессов фоторасщепления малонуклонных ядер, предложены измерения поляризаций при электродезинтеграции и электровозбуждении легких ядер, электровозбуждении ориентированных ядер, расщеплении кластерных ядер в кулоновском поле ядер мишени и сформулированы некоторые выводы. Одной из главных целей работы было указание тех реакций и той кинематики в электромагнитных процессах, где возникающая поляризация может принимать заметные значения. По ходу изложения материала обсуждались и использовались также некоторые результаты выполненных ранее соответствующих работ, в том числе и работ автора этой статьи.

### Явления поляризации при фоторасщеплении ядер

Состояние фотона (как падающей на ядро частицы) с частичной поляризацией удобно описывать при помощи фотонной матрицы плотности  $\rho'$ , которая будет двухрядной матрицей (вектор поляризации фотона перпендикулярен его импульсу  $\vec{k}$ !). При этом состояние поляризации фотона в общем случае будет описываться тремя вещественными параметрами Стокса  $\vec{\xi}(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$  [1] и матрицу  $\rho'$  можно предста-

вить в виде

$$\rho^\gamma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\xi}\vec{\tau}), \quad \text{Sp}\rho^\gamma = 1, \quad (1)$$

где  $\vec{\tau}$  – три матрицы Паули. Для неполяризованных фотонов  $\vec{\xi} = 0$ , для частично поляризованных  $|\vec{\xi}| \neq 0$  и по модулю  $\vec{\xi}$  меньше единицы, а для полностью поляризованных –  $|\vec{\xi}| = 1$ . Представим матрицу  $\rho^\gamma$  в таком же виде, как и спиновую матрицу плотности для массивных частиц со спином половина, а именно через спин-тензорные операторы  $t^{LQ}$  ранга  $L$  с  $|Q| \leq L$  [2, 3]

$$\rho^\gamma = \sum_{LQ} \langle t^{LQ+} \rangle t^{LQ}, \quad L = 0, 1, \quad -L \leq Q \leq L; \quad (2)$$

$$\langle t^{LQ+} \rangle = \text{Sp}(\rho^\gamma t^{LQ+}),$$

чем удобнее будет пользоваться. Компоненты фотонных спин-тензоров  $t^{LQ}$  тогда можно записать, используя матрицы Паули

$$t^{00} = -\frac{1}{\sqrt{2}}, \quad t^{1,\pm 1} = \pm \frac{\tau_x \pm i\tau_y}{2}, \quad t^{10} = -\frac{\tau_z}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

В этом случае коэффициенты разложения (средние значения) в формулах (2) выражаются через параметры Стокса

$$\langle t^{00+} \rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \langle t^{1,\pm 1+} \rangle = \pm \frac{\xi_1 \mp i\xi_2}{2}, \quad \langle t^{10+} \rangle = -\frac{\xi_3}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Матричные элементы операторов (3) можно записать, используя выражения (3), через коэффициенты Клебша - Гордана

$$t_{pp'}^{LQ} = (-1)^{\frac{1}{2} + \frac{p'}{2}} \left\langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{p}{2} - \frac{p'}{2} \middle| LQ \right\rangle, \quad p, p' = \pm 1. \quad (5)$$

Рассмотрим сначала формализм для расщепления неполяризованных дейтронов частично поляризованными фотонами [5 - 21]. Дифференциальное сечение такого процесса в терминах матричных элементов матрицы плотности

$$\rho_{pp'}^\gamma \equiv \langle p | \rho^\gamma | p' \rangle = \sum_{LQ} \langle t^{LQ+} \rangle t_{pp'}^{LQ} \quad (6)$$

можно записать в с.ц.и. в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{3} \sum_{m_d} \sum_{pp'} \sum_{SM_s} \langle SM_s | F | m_d p \rangle \langle p | \rho^\gamma | p' \rangle \times \langle SM_s | F | m_d p' \rangle^*, \quad (7)$$

где  $|m_d p\rangle$  – начальное состояние системы из дейтрона с проекцией его спина  $m_d$  и фотона с поляризацией  $p$ , а  $|SM_s\rangle$  – конечное состояние системы из двух несвязанных нуклонов с суммарным спином  $S$  и проекцией его  $M_s$ . Амплитуду реакции фоторасщепления при использовании мультипольных разложений [5] можно представить в виде ( $\hbar = c = 1$ )

$$\begin{aligned} \langle SM_s | F | m_d p \rangle = & e \sqrt{\frac{M\kappa}{k}} \sum_l i^l \sqrt{\frac{2l+1}{l}} \times \\ & \times \langle SM_s | ip\sqrt{l+1} j_l(kr) Y_p(\hat{r}) + \\ & + \frac{ij_l(kr)}{kM\sqrt{l+1}} (\nabla \times \hat{l} Y_p(\hat{r})) \nabla - \frac{p}{2M\sqrt{l+1}} \times \\ & \times \left\{ \frac{\mu_p + (-1)^l \mu_n}{2k} [\vec{\sigma}_p - \vec{\sigma}_n, \vec{k}] + \right. \\ & \left. + \frac{\mu_p - (-1)^l \mu_n}{2k} [\vec{\sigma}_p + \vec{\sigma}_n, \vec{k}] \right\} \times \\ & \times \left[ \nabla \times \hat{l} Y_p(\hat{r}) j_l(kr) \right] | m_d p \rangle, \quad (8) \end{aligned}$$

где  $\vec{k}$  – относительный импульс образовавшихся протона и нейтрона;  $M$  – масса нуклона;  $\mu_p$  и  $\mu_n$  – магнитные моменты протона и нейтрона в ядерных магнетонах; остальные обозначения общепринятые [1, 4, 5]. При энергии фотонов  $E_\gamma \leq 25$  МэВ существенные вклады будут вносить в основном  $E1$ -,  $M1$ -,  $E2$ - и  $M2$ -переходы, а при  $E_\gamma > 25$  МэВ могут давать заметный вклад переходы и более высокой мультипольности.

В общем случае, когда и дейтроны поляризованы, состояние поляризации дейтрона-мишени, как и образующихся нуклонов в процессе  $\gamma + d \rightarrow p + n$ , также описывают средними значениями соответствующих спин-тензорных операторов  $\langle T^{IM+} \rangle$ , где  $I = 0, 1, 2$  с  $|M| \leq I$ , и  $\langle T^{RT+} \rangle$ , где  $R = 0, 1$  с  $|T| \leq R$  [2, 3].

Образующиеся нуклоны в реакции  $\gamma + d \rightarrow p + n$  будут поляризованы и в том простейшем случае (который мы сейчас и рассмотрим), когда неполяризованные фотоны ( $\vec{\xi} = 0$ ) падают на неполяризованные дейтроны ( $\langle T^{I=1, M+} \rangle = \langle T^{I=2, M+} \rangle = 0$ ). Поляризация нукло-

нов будет обусловлена интерференцией между электромагнитными конвекционным и спиновым токами в ядре [5], а также взаимодействием в конечном состоянии между освободившимися нуклонами.

В табл. 1 представлено сравнение рассчитанной зависимости от  $E_\gamma$  степени поляризации нейтронов  $P$  (в процентах) из реакции  $d(\gamma, n)p$  с (симметричным по  $n$  и  $p$ ) экспериментом для трех углов вылета нейтронов  $\theta_n = 45, 90, 148^\circ$ . (Вектор поляризации  $\vec{P}$  перпендикулярен плос-

кости реакции.) В табл. 1 пронумерованные строчки соответствуют: 1 – значениям  $E_\gamma$ , МэВ; 2 и 3 – расчетным и экспериментальным значениям степени поляризации  $P$  для угла вылета нейтрона  $\theta_n = 45^\circ$ ; 4 и 5 – то же для  $\theta_n = 90^\circ$ , а 6 и 7 – для  $\theta_n = 148^\circ$ ; последняя строчка 8 показывает экспериментальные неопределенности в энергии  $E_\gamma$  только для  $\theta_n = 148^\circ$  (для других углов  $\theta_n$  они неизвестны).

Таблица 1

1.	$E_\gamma$ , МэВ	8,2	9,7	11,8	12,5	13,0	14,0	14,3	14,5
2.	$\theta_n = 45^\circ$	11,2	9,4	8,6	7,3	6,8	6,7	6,6	6,3
3.		–	$9,6 \pm 1,7$	$10,2 \pm 1,6$	–	$8,9 \pm 1,6$	–	$6,9 \pm 1,5$	$6,4 \pm 1,5$
4.	$\theta_n = 90^\circ$	8,0	6,8	6,1	5,6	5,4	5,3	5,2	4,9
5.		$9,5 \pm 1,5$	–	$6,5 \pm 1,7$	–	–	$4,5 \pm 1,2$	–	–
6.	$\theta_n = 148^\circ$	28,9	20,1	15,2	12,3	12,2	12,1	12,0	11,9
7.		–	–	–	$13,0 \pm 9,5$	–	–	–	$16,2 \pm 7,0$
8.	$\Delta E_\gamma$ , МэВ	–	–	–	$\pm 1,5$	–	–	–	$\pm 2,0$

Продолжение табл. 1

1.	$E_\gamma$ , МэВ	15,0	15,9	17,1	18,3	20,4	22,8	25,0	32
2.	$\theta_n = 45^\circ$	5,9	5,8	5,2	4,3	3,3	3,1	2,2	–
3.		$3,0 \pm 1,4$	$2,8 \pm 1,5$	–	$1,1 \pm 1,5$	$1,0 \pm 1,5$	$1,2 \pm 1,6$	–	–
4.	$\theta_n = 90^\circ$	4,8	4,7	4,6	4,5	3,5	3,4	3,3	2,8
5.		–	$7,9 \pm 1,6$	–	$6,7 \pm 1,6$	$3,6 \pm 1,6$	–	$8,7 \pm 1,6$	$3,5 \pm 2,0$
6.	$\theta_n = 148^\circ$	12,1	12,2	12,3	12,5	18,2	19,0	20,2	–
7.		–	–	$23,0 \pm 8,0$	–	$31,0 \pm 13$	–	–	–
8.	$\Delta E_\gamma$ , МэВ	–	–	$\pm 1,7$	–	$\pm 2,5$	–	–	–

Изучение явлений поляризации при рассмотрении процесса  $d(\gamma, n)$  дает, в частности, возможность установить более определенное численное значение вклада  $D$ -волны в основное состояние дейтрона. Дело в том, что вопрос о величине вероятности  $D$ -состояния  $p_D$  в дейтроне оказывается и в настоящее время до некоторой степени открытым. Значения  $p_D = 0,03 \div 0,04$ , которые широко использовали ранее, являются, по-видимому, слишком заниженными, а значения  $p_D = 0,06 \div 0,07$ , которые часто используют в последние годы, еще недостаточно обоснованными [22]. С использованной нами дейтронной волновой функцией Гартенхауза с высоким процентом примеси  $D$ -волны ( $p_D = 0,068$ ) заметно лучше численно описывается наблюдаемая поляризация нейтронов в реакции  $d(\gamma, n)$ , несколько увеличивая (на 15 - 20 %) степень их поляризации  $P$  до величины, согласующейся с экспериментом, чем с волновыми функциями с  $p_D = 0,03 \div 0,04$ .

Наши расчеты [21] показали, что чувствительность к ядерной структуре и, в частности, к величине  $p_D$  увеличивается, если использовать фотоны с линейной или круговой поляризацией. Это же относится к фоторасщеплению трех- и четырехнуклонных ядер [7, 13, 14, 17, 18, 21, 23]. При этом поляризация нуклонов для линейно поляризованных фотонов обусловлена интерференцией конвекционного и спинового токов в ядрах (а сечение от нее не зависит) и взаимодействием в конечном состоянии, однако для круговой поляризации – только указанной интерференцией.

Сечение (7) в случае фоторасщепления неполяризованных дейтронов линейно поляризованными фотонами со степенью поляризации  $\xi$  представляется в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 + \xi \Sigma(\theta) \cos 2\phi], \quad (9)$$

где  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  – сечение расщепления неполяризованными фотонами;  $\Sigma(\theta)$  – асимметрия сечения, зависящая от угла вылета  $\theta$  одного из нуклонов,  $\phi$  – азимутальный угол между плоскостью реакции и плоскостью, содержащей  $\vec{k}$  и  $\vec{\xi}$ . Выражение для  $\Sigma(\theta)$  можно извлечь из выражения (7) при использовании формулы (8), а также выражений (4) - (6). Измерение  $\Sigma(\theta)$  может дать независимую от  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  информацию о ядре и  $NN$ -взаимодействии, что подтвердили наши расчеты (см. также [20]).

Рассчитанная и измеренная асимметрия сечения  $\Sigma(\theta)$  при  $E_\gamma = 19,8$  МэВ и зависимость  $\Sigma(E_\gamma)$  при  $\theta = 90^\circ$  [20] приведена в табл. 2. За-

висимость  $\Sigma$  от  $\theta$  имеет колоколообразную форму, причем  $\Sigma \rightarrow 0$  при  $\theta \rightarrow 0^\circ$  и  $\theta \rightarrow 180^\circ$ , а в максимуме вблизи  $\theta = 90^\circ$  величина  $\Sigma$  близка к единице. Рассчитанная зависимость  $\Sigma$  от  $E_\gamma$  при  $\theta = 90^\circ$  медленно убывает с ростом  $E_\gamma$  почти по линейному закону от  $\Sigma \approx 1$  при  $E_\gamma \leq 3$  МэВ до  $\Sigma \approx 0,90$  при  $E_\gamma \approx 40$  МэВ, но согласие с экспериментом наблюдается только при  $E_\gamma \leq 20$  МэВ, а расхождение при  $E_\gamma > 20$  МэВ связано в основном с влиянием мезонных обменных токов, вклад которых с увеличением  $E_\gamma$  быстро растет [5], и, как показывают приближенные расчеты, может достигать более 50 % при  $E_\gamma \geq 40$  МэВ.

Таблица 2

$\theta^\circ$	15	30	40	55	80	115	133	145	165
$\Sigma(\theta)$	0,62	0,88	0,92	0,94	0,96	0,95	0,94	0,78	0,60
	$0,57 \pm 0,03$	$0,79 \pm 0,01$	$0,83 \pm 0,01$	$0,92 \pm 0,02$	$0,93 \pm 0,01$	$0,87 \pm 0,02$	$0,84 \pm 0,02$	$0,78 \pm 0,02$	$0,40 \pm 0,10$
$E_\gamma$ , МэВ	10	15	20	28,5	30	37,5	40	40	40
$\Sigma(E_\gamma)$	0,97	0,96	0,95	0,935	0,92	0,91	0,90	0,90	0,90
	$0,94 \pm 0,06$	$0,93 \pm 0,01$	$0,91 \pm 0,05$	$0,82 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,05$	$0,68 \pm 0,02$	$0,77 \pm 0,02$	$0,67 \pm 0,12$	

### Явления поляризации при электродезинтеграции легких ядер

Остановимся сначала на поляризации нуклонов, образующихся при электродезинтеграции дейтронов. Измерение такой поляризации дает возможность более точно определять электромагнитные формфакторы нуклонов особенно при больших переданных импульсах  $\vec{q}$ , когда она будет сильно зависеть от взаимодействия в конечном состоянии, наличия  $D$ -волны в дейтроне, а также от выбора радиальных частей волновой функции дейтрона.

При расчетах вектор поляризации  $\vec{P}_N$  возникающих нуклонов находился из общей формулы

$$\vec{P}_N = \frac{\text{Sp}(\hat{F} \rho_0 \hat{F}^+ \vec{\sigma}_N)}{\text{Sp}(\hat{F} \rho_0 \hat{F}^+)} \equiv P_N \frac{[\vec{q} \times \vec{k}]}{[|\vec{q} \times \vec{k}|]}, \quad (10)$$

$$N = p, n,$$

где амплитуда (оператор) перехода  $\hat{F}$  пропорциональна матричному элементу от гамильтониана электромагнитного взаимодействия по двухнуклонным волновым функциям, учитывающими спиновые переменные;  $\vec{\sigma}_N$  – матрицы Паули нуклона  $N$ ,  $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$ ,  $\vec{k}_i$  и  $\vec{k}_f$  – началь-

ный и конечный импульсы электрона. Входящую в формулу (10) спиновую матрицу плотности  $\rho_0$  в начальном (триплетном) состоянии можно записать в виде [5] (и это было использовано при вычислениях)

$$\rho_0 = \frac{1}{12}(3 + \vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_p), \quad \text{Sp} \rho_0 = 1. \quad (11)$$

Рассмотрим для простоты компланарный процесс, когда импульсы  $\vec{k}_i$ ,  $\vec{k}_f$ ,  $\vec{k}$  лежат в одной плоскости (вектор  $\vec{P}_N$  будет перпендикулярен ей). Кроме того, будем считать, что рассеяние электрона происходит на угол  $180^\circ$ , когда будет иметь место только магнитное взаимодействие с нуклонами (кулоновское взаимодействие здесь не будет сказываться на результат) и когда степень поляризации  $P_N$  может принимать большие значения.

Расчеты степени поляризации  $P_p$  как функции угла разлета нуклонов  $\theta_{np}$  для дейтронной волновой функции Хамады - Джонсона с  $p_D = 7\%$  [24] и конечной волновой функцией с искаженной только  $S$ -волной при  $k_p = k_n = 2,84$  фм<sup>-1</sup> представлены в табл. 3.

Таблица 3

$\theta_{np}^\circ$	0	15	30	45	60	75	90	105	120	135	150	165	180
$P_p$	0	0,04	0,09	0,16	0,25	0,32	0	-0,21	-0,30	-0,27	-0,21	-0,12	0

Степень поляризации  $P_p$  обращается в нуль при  $\theta_{np} = 0, 90$  и  $180^\circ$ , т.е. при  $\theta_{np} = 90^\circ$  поляризация почти скачком меняет знак. Если в расчетах использовать значение  $p_D = 4\%$ , то  $P_p$  вблизи максимума уменьшится на  $10 \div 15\%$ . Выбор другой волновой функции дейтрона приводит к существенному изменению формы зависимости  $P_p$  от  $\theta_{np}$ . Учет динамических короткодействующих NN-корреляций ястровского типа заметно влияет, как показали численные расчеты, на величину  $P_p$  и форму зависимости  $P_p$  от  $\theta_{np}$ .

Рассмотрим теперь поляризацию нуклонов, выбитых релятивистскими электронами из ядер, в которых не заполнена  $1p$ -оболочка, когда угол рассеяния электрона  $\theta$  не близок к  $180^\circ$ . Волновую функцию достаточно энергичного вылетающего из ядра нуклона брали в эйкональном приближении [25, 26]

$$\begin{aligned} \psi_{\vec{k}}^{(-)}(\vec{r}) &= e^{i\vec{k}\vec{r}} \exp\left\{i\frac{M}{k^2} \int_{\vec{r}}^{\infty} dz V^*(r)\right\} = \\ &= e^{i\vec{k}\vec{r}} \exp\left\{i\frac{M}{k^2} \int_{\vec{r}}^{\infty} dz V^*(\sqrt{\rho^2 + z^2})\right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\vec{k}$  – импульс нуклона;  $V(r)$  – искажающий комплексный ядерный оптический потенциал. Интегрирование в формуле (12) совершается вдоль классической траектории;  $\rho$  – прицельное расстояние. Ядро-мишень описывали осцилляторной оболочечной моделью с  $ls$ -связью. Вектор поляризации выбитого из  $nl$ -оболочки нуклона обозначим через  $\vec{P}_{nl}$ . Оболочка  $1s$  имеет  $n=1$  и  $l=0$ , а  $1p$ -оболочка –  $n=1$  и  $l=1$  [5]. Направляем ось  $z$  вдоль  $\vec{k}$ , а ось  $y$  – вдоль  $\vec{k} \times \vec{q}$ , где  $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$  есть переданный импульс.

Считаем, что импульсы  $\vec{k}_i, \vec{k}_f, \vec{k}$  лежат в одной плоскости (тогда вектор  $\vec{P}_{nl}$  будет перпендикулярен ей); в таком компланарном случае возможны два расположения векторов импульсов: при первом расположении  $\vec{q}$  лежит между  $\vec{k}$  и  $\vec{k}_i$  и при этом

$$q_x = k_i \sin \theta_k - k_f \sin(\theta_k + \theta),$$

$$q_z = k_i \cos \theta_k - k_f \cos(\theta_k + \theta), \quad (13)$$

где  $\theta_k$  – угол вылета нуклона, а при втором расположении  $\vec{k}_i$  будет лежать между  $\vec{k}$  и  $\vec{q}$ :

$$q_x = k_i \sin \theta_k - k_f \sin(\theta_k - \theta),$$

$$q_z = k_i \cos \theta_k - k_f \cos(\theta_k - \theta). \quad (14)$$

Структурные осцилляторные параметры брались для  $^{12}\text{C}$  [5]. Считали, что  $k_i = 400$  МэВ,  $\theta = 30^\circ$ ,  $k^2 / 2M = 100$  МэВ. Рассчитанные степени поляризации  $P_{10}(\theta_k)$  и  $P_{11}(\theta_k)$  как функции угла  $\theta_k$  для случая (13) представлены в табл. 4, а для (14) – в табл. 5. Приведены значения  $P_{10}$  и  $P_{11}$  вблизи их максимумов, где поляризации принимают довольно значительные величины.

Таблица 4

$\theta_k^\circ$	50	70	90	110	130	150	170
$P_{10}$	0,01	0,04	0,22	0,43	0,44	0,38	0,30
$P_{11}$	0,00	0,01	0,03	0,22	0,41	0,35	0,28

Таблица 5

$\theta_k^\circ$	0	10	20	30	40	50	60
$P_{10}$	0,32	0,45	0,44	0,42	0,40	0,38	0,33
$P_{11}$	0,04	0,11	0,30	0,39	0,41	0,37	0,34

Поляризация протонов будет обусловлена, во-первых, интерференцией кулоновского и электромагнитного спин-орбитального взаимодействий протона с электроном и, во-вторых, электромагнитным взаимодействием, связанным с конвекционным и спиновым токами. Кроме того, поляризация нуклонов будет сильно зависеть от спин-орбитального ядерного взаимодействия выбиваемого нуклона с ядром-остатком, от  $\text{Im}V(r)$ .

При  $\theta = 180^\circ$  поляризация будет обусловлена только произведением конвекционного и спинового токов и слабо зависеть от ядерной оболочки, из которой выбивается протон. При  $q = 100$  МэВ,  $k^2 / 2M = 25$  МэВ будем иметь  $P_{nl} \approx 30\%$ .

Рассчитанная в длинноволновом приближении (с учетом теоремы Зигерта) добавка к сече-

ниям электродезинтеграции и электровозбуждения ядер, связанная с учетом мезонного обменного тока, оказалось малой (<10%). В то время как вклад мезонных обменных токов в сечения фоторасщепления ядер, как отмечалось выше, может быть значительным. Но ничего пока неизвестно о влиянии таких токов на поляризационные явления в упомянутых процессах при высоких энергиях электронов и поэтому представляет интерес проведение соответствующих измерений поляризаций.

### Поляризационные явления при электровозбуждении ориентированных ядер

Общая теория рассеяния (упругого и неупругого с возбуждением ядра) произвольно поляризованных релятивистских электронов на частично ориентированных (выстроенных или поляризованных) ядрах описана, например, в работах [12, 27, 28]. Ориентацию ядер удобно задавать совокупностью статистических тензоров  $g_\lambda(J)$  [3, 27], которые в случае аксиальной симметрии ориентации (чаще всего реализующейся) связаны с вероятностями  $W_J(M)$  проекций  $M$  ядерного спина  $J$  следующим образом:

$$g_\lambda(J) = \frac{(2\lambda + 1)^{1/2}}{2J + 1} \sum_M \langle JM \lambda 0 | JM \rangle W_J(M),$$

$$\sum_M W_J(M) = 1, \quad (15)$$

$$W_J(M) = \sum_\lambda \langle JM \lambda 0 | JM \rangle \sqrt{2\lambda + 1} g_\lambda(J), \quad (16)$$

где ранг тензоров  $\lambda$  заключен в пределах  $0 \leq \lambda \leq 2J$ . Ориентацию ядер, характеризуемую статистическими тензорами  $g_\lambda(J)$  с четным рангом  $\lambda \neq 0$ , называют выстроенностью, а с нечетным  $\lambda$  – поляризацией ядер. Для неориентированных ядер (когда все вероятности  $W_J(M)$  одинаковы)  $g_\lambda(J) = 0$  при  $\lambda \neq 0$ , так как  $\sum_M \langle JM \lambda 0 | JM \rangle = (2J + 1)\delta_{0\lambda}$ . Ясно еще, что

$$g_0(J) = \frac{1}{2J + 1} \text{ всегда присутствует в сумме (16).}$$

Дифференциальное сечение рассеяния (угловое распределение) произвольно поляризованных электронов на ориентированных ядрах представляется в виде суммы трех слагаемых

$$\sigma \equiv \frac{d\sigma_{i \rightarrow f}}{d\Omega} = \sigma_0 + \Delta + \Delta_p, \quad (17)$$

где  $\sigma_0$  – сечение рассеяния неполяризованных электронов на неориентированных ядрах, а  $\Delta$  и  $\Delta_p$  есть вклады в сечение, обусловленные выстроенностью ядер и поляризацией падающих электронов соответственно.

В наиболее общем виде вектор поляризации  $\vec{P}'_e$  конечных электронов, рассеянных на ориентированных ядрах (без их расщепления), можно представить в виде

$$\vec{P}'_e = \frac{1}{\sigma} (U_0 \vec{P}_e + U_a \vec{P}_e + \vec{W}_p), \quad (18)$$

где  $\vec{P}_e$  – вектор поляризации падающих электронов;  $U_0$  – матрица, зависящая от кинематики, но не зависящая от ориентации ядер мишени и выражающаяся через квадраты модулей приведенных матричных элементов (ПМЭ) кулоновского (продольного) и поперечных электрического и магнитного мультипольных переходов (последние два ПМЭ входят только в виде суммы квадратов модулей, как и в  $\sigma_0$ );  $U_a$  – матрица, появляющаяся в случае выстроенных ядер и связанная с  $g_\lambda$  с четными  $\lambda \neq 0$ ;  $\vec{W}_p$  – вектор, зависящий от поляризации ядер и связанный с  $g_\lambda$  нечетного ранга  $\lambda$  [27, 28]. В  $U_a$  и  $\vec{W}_p$  входят и перекрестные произведения ПМЭ различной природы и мультипольности (в отличие от сечения  $\sigma_0$ ), что дает возможность при измерении  $\vec{P}'_e$  определять не только модули, но и относительные фазы ПМЭ, которые и были нами рассчитаны [28].

В качестве примера здесь приведены еще расчеты поляризации  $\vec{P}'_e$  при неполяризованных падающих электронах, т.е. когда  $\vec{P}_e = 0$  и  $\vec{P}'_e = \vec{W}_p (\sigma_0 + \Delta)^{-1}$ . Поляризация  $\vec{P}'_e$  в этом случае будет возникать за счет поляризации ядер мишени, а зависимость от выстроенности ядер будет проявляться только через  $\Delta$ . В табл. 6 приведены рассчитанные значения  $P'$  проекции  $\vec{P}'_e$  на направление импульса  $\vec{k}_f$  рассеянного электрона от величины переданного импульса  $q$  в случае электровозбуждения уровней в ядре  ${}^7\text{Li}$  с энергией 0,478 МэВ (переход  $\frac{3^-}{2} \rightarrow \frac{1^-}{2}$ ) и в ядре  ${}^{10}\text{B}$  с энергией 0,717 МэВ (переход  $3^+ \rightarrow 1^+$ ). Полярный и азимутальный углы вектора поляризации ядра в системе координат с осями  $z$  вдоль им-

пульса  $\vec{k}_i$  падающего электрона и  $x$  вдоль вектора  $[[\vec{k}_i \times \vec{k}_f] \times \vec{k}_i]$  полагались равными нулю. При расчетах энергии падающего электрона бралась равной  $k_i = 1 \text{ фм}^{-1}$ . Ядра описывались многочастичной оболочечной осцилляторной моделью с промежуточной связью [5]. Измеряя  $\vec{P}_e'$ , можно находить поляризацию ядер мишени и

уточнять другие свойства ядер, а также более надежно определять мультипольности переходов и отделять друг от друга ПМЭ различной природы в случае смешанных поперечных переходов (см. [28]), чего нельзя сделать при измерении сечения  $\sigma_0$ . Заметные рассчитанные значения поляризаций указывают на необходимость их измерений.

Таблица 6

$q, \text{ фм}^{-1}$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0
$P'(^7\text{Li})$	0	-0,06	-0,05	0,15	0,36	0,54	0,66	0,50	0,23	-0,40	-0,51
$P'(^{10}\text{B})$	0	0,00	-0,01	-0,04	-0,17	-0,22	-0,38	-0,72	-0,35	0,02	0,01

**Поляризация продуктов расщепления сложных частиц в кулоновском поле ядер**

При расщеплении в кулоновском поле ядрамишени падающих слабосвязанных кластерных ядер (например, дейтронов, ядер  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$  и др.) освободившиеся кластеры могут иметь отличную от нуля поляризацию, если даже сталкивающиеся ядра неполяризованы [5, 29]. Например, при расщеплении двухкластерного ядра  $^6\text{Li}(d + \alpha)$ , которое мы здесь и рассмотрим, образующиеся дейтроны, имеющие спин 1, могут иметь отличные от нуля векторную поляризацию и квадруполяризацию. Поляризации будут обусловлены интерференцией электрического и магнитного взаимодействий падающих частиц с ядром мишени и будут зависеть от электромагнитных свойств кластеров. В нерелятивистском случае магнитное взаимодействие заметно слабее электрического, поэтому возникающие поляризации и особенно квадруполяризации конечных частиц будут сравнительно невелики, но мы для полноты изложения кратко рассмотрим и их.

Задачу решаем в борновском приближении, описывая движение центра масс альфа-частичного и дейтронного кластеров с импульсами его  $\vec{k}_0$  и  $\vec{k}$  до и после расщепления ядра  $^6\text{Li}$  плоскими волнами. Ядро мишени считаем бесспиновым. Относительное движение  $\alpha$ -частицы и дейтрона в ядре  $^6\text{Li}$  описываем волновой функцией “дейтронного” типа  $\phi(r) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{e^{-\alpha r}}{r}$ ,  $\alpha = \sqrt{\frac{8M\varepsilon}{3}}$ , где  $M$  – масса нуклона и  $\varepsilon = 1,47 \text{ МэВ}$  – энергия связи ядра  $^6\text{Li}$  относительно развала на указанные два кластера, а после расщепления  $^6\text{Li}$  – ортогональной к  $\phi(r)$  функ-

$$\text{цией } \phi_q(\vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} \left( e^{i\vec{q}\vec{r}} + \frac{1}{iq - \alpha} \frac{e^{-iqr}}{r} \right).$$

Если падающий пучок ядер  $^6\text{Li}$  неполяризованный, то удобно выбрать систему координат с осью  $z$  вдоль единичного вектора  $\vec{n} = \frac{\vec{k}_0 \times \vec{k}}{|\vec{k}_0 \times \vec{k}|}$ , где

отличными от нуля будут лишь средние значения спин-тензоров, характеризующих поляризованное состояние дейтрона, имеющие нулевые значения магнитных квантовых чисел, а именно  $\langle T^{00+} \rangle = 1$ ,  $\langle T^{10+} \rangle$ ,  $\langle T^{20+} \rangle$  [2, 3]. Величина  $\langle T^{10+} \rangle$  связана с векторной поляризацией

$$P \equiv P_z = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle T^{10+} \rangle, \quad P_x = P_y = 0.$$

Квадруполяризация  $\langle T^{20+} \rangle$  квадратична по магнитному взаимодействию и поэтому весьма мала. Считая отношение среднего расстояния между кластерами к среднему расстоянию между сталкивающимися ядрами малым и вводя обозначения  $\vec{u} = \frac{\vec{q}}{\alpha}$ ,

$$\cos \gamma = \frac{(\vec{k}_0 - \vec{k})\vec{q}}{|\vec{k}_0 - \vec{k}|q}, \quad g = \frac{\mu_d \alpha |\vec{k}_0 \times (\vec{k}_0 - \vec{k})|}{3M^2 |\vec{k}_0 - \vec{k}|},$$

где  $\mu_d$  – магнитный момент дейтрона в ядерных магнетронах, для поляризации и квадруполяризации возникающих дейтронов получим формулы

$$P = \frac{g \cos \gamma \cdot u^2 (1+u^2)}{(6u^2 \cos^2 \gamma - 2u^2 - 1)^2 + u^2 + \frac{3}{8} g^2 \cos^2 \gamma \cdot u^2 (1+u^2)^2}, \quad (19)$$

$$\langle T^{20+} \rangle = \frac{\frac{3}{8\sqrt{2}} g^2 \cos^2 \gamma \cdot u^2 (1+u^2)^2}{(6u^2 \cos^2 \gamma - 2u^2 - 1)^2 + u^2 + \frac{3}{8} g^2 \cos^2 \gamma \cdot u^2 (1+u^2)^2}. \quad (20)$$

Если величину, стоящую в знаменателе в формуле (19) или в (20), разделить на  $(1+u^2)^6$ , то получим с точностью до постоянного множителя дифференциальное сечение  $\sigma_0$  в случае неполяризованных падающих ядер  ${}^6\text{Li}$ .

Если же падающий пучок  ${}^6\text{Li}$  полностью поляризованный, то сечение процесса  $\sigma$  будет зависеть от азимутального угла  $\phi$  между вектором начальной поляризации и вектором  $\vec{n}$ :

$$\sigma = \sigma_0 \left( 1 + \langle T^{10+} \rangle \sqrt{\frac{3}{2}} \cos \phi + \langle T^{20+} \rangle \frac{3 \cos^2 \phi - 1}{2\sqrt{2}} \right). \quad (21)$$

Эта формула описывает азимутальную асимметрию (зависимость от угла  $\phi$ ) дифференциального сечения процесса.

При малых и умеренных углах вылета дейтрона и углах между импульсами дейтрона и  $\alpha$ -частицы при энергиях ядер  ${}^6\text{Li}$  в сотни МэВ максимальные значения степени поляризации дейтрона  $P$  не превышают 15 %, а величина его квадрупольной поляризации  $\langle T^{20+} \rangle$  будет порядка всего одного процента. Отличия  $\sigma$  от  $\sigma_0$  при  $\phi = 0$  и  $180^\circ$ ,

согласно формуле (21), могут достигать 20 %.

В заключение отметим, что в недавние годы появились работы (см. [1, 4, 5, 23, 30, 31]), где более строго ставятся и частично решаются важные вопросы калибровочной инвариантности и сохранения электромагнитного тока в ядерных системах, вопросы, связанные с мезонными токами в ядрах, поляризационными явлениями и т.д., от чего зависит качество получения новой информации о ядрах и  $NN$ -взаимодействиях из анализа экспериментов по электромагнитному взаимодействию различных частиц с ядрами. С этой целью развивается градиентно-инвариантный подход для общего релятивистского описания взаимодействия ядер, прежде всего малонуклонных, с электромагнитным полем с использованием строгих положений квантовой теории поля. Несмотря на порой сложный характер такого подхода, мы сможем таким образом избежать использования недостаточно обоснованных приближений прежних лет и получать более надежные сведения о ядерных системах в электромагнитных процессах, в частности, и при измерениях поляризаций в таких процессах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1969, 1981.
2. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. - М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958.
3. Балдин А.М., Гольданский В.И., Максименко В.М., Розенталь И.Л. Кинематика ядерных реакций. - М.: Атомиздат, 1968.
4. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1980.
5. Ахиезер А.И., Ситенко А.Г., Тартаковский В.К. Электродинамика ядер. - К.: Наук. думка, 1989.
6. Del Bianco W., Federici L., Giordano G. et al. // Polarization phenomena in nuclear physics: Proc. 5<sup>th</sup> Int. Symp., Santa Fe, 1980. - N. York: Amer. Instr. Phys. - 1981. - P. 175.
7. Del Bianco W., Federici L., Giordano G. et al. // Phys. Rev. Lett. - 1981. - Vol. 47. - P. 1118.
8. Pascale M.P., Federici L., Giordano G. et al. // Phys. Lett. B. - 1982. - Vol. 114. - P. 11.
9. Гурин Ю.Л. // УФЖ. - 1982. - Т. 27. - С. 324.
10. Баранник В.П., Горбенко В.Г., Гуцин В.А. и др. // ЯФ. - 1983. - Т. 38. - С. 1108.
11. Беляев А.А., Гетьман В.А., Горбенко В.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1984. - Т. 40. - С. 448.
12. Донелли Т. // Электромагнитное взаимодействие ядер при малых и средних энергиях: Тр. VI сем. - М., 1986. - С. 282.
13. Сорокин П.В. // Там же. - С. 306.
14. Андресен Х. // Там же. - С. 318.
15. Зыбалов А.А., Карасев С.П., Коновалов О.Г. и др. // ЯФ. - 1988. - Т. 47. - С. 1505.
16. Попов С.Г. // Электромагнитное взаимодействие ядер при малых и средних энергиях: Тр. VII сем. - М., 1990. - С. 32.
17. Рубашкин А.Л. // Там же. - С. 38.
18. Ганенко В.Б. // Там же. - С. 52.
19. Буки А.Ю., Владимиров Ю.В., Деняк В.В. и др. // ЯФ. - 1990. - Т. 51. - С. 1208.
20. Тартаковский В.К., Гурин Ю.Л. // УФЖ. - 1990. - Т. 35. - С. 1447.
21. Гурин Ю.Л., Козловский И.В., Мальярж Е.М., Тартаковский В.К. // УФЖ. - 1992. - Т. 37. - С. 34.
22. Ситенко О.Г., Тартаковский В.К. Теория ядра. - К.: Либідь, 2000.
23. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К. // Вісник Харк. нац. ун-ту, сер. фіз. "Ядра, частинки, поля". - 2006. - Т. 721. - С. 12.
24. Malyarzh E.M., Tartakovsky V.K. // Phys. Lett. - 1974. - Vol. 53B. - P. 18.
25. Тартаковский В.К. // УФЖ. - 1972. - Т. 17. - С. 432.
26. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. - М.: Мир, 1967.
27. Weigert L.J., Rose M.E. // Nucl. Phys. - 1964. - Vol. 51. - P. 529.
28. Тартаковский В.К., Льюнг Зуен Фу, Фурсаев А.В. // Изв. вузов. Физика. - 1990. - № 1. - С. 94; № 5. - С. 84.
29. Тартаковский В.К., Исмаев С.И. // УФЖ. - 1965. - Т. 10. - С. 1289.
30. Немец О.Ф., Ясногородский А.М. Поляризационные исследования в ядерной физике. - К.: Наук. думка, 1980.
31. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К. // ЯФ. - 2004. - Т. 67. - С. 748.

**ЯВИЩА ПОЛЯРИЗАЦІЇ ПРИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ВЗАЄМОДІЯХ  
ЧАСТИНОК З ЯДРАМИ****В. К. Гартаковський**

Досліджуються поляризаційні явища в електромагнітних процесах взаємодії з ядрами фотонів, електронів, нуклонів і складних частинок. Виконано розрахунки поляризацій та зв'язаних з ними величин і проведено обговорення одержаних результатів при порівнянні їх з відповідними експериментами з метою з'ясування можливостей для одержання нової інформації про ядра та  $NN$ -взаємодії. Під час викладання вводились також короткі фрагменти з інших робіт із питань, що розглядаються.

*Ключові слова:* поляризація, електромагнітні взаємодії в ядрах, фотон, електрон, нуклон, дейтрон.

**POLARIZATION PHENOMENA INITIATED BY ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS  
OF PARTICLES WITH NUCLEI****V. K. Tartakovsky**

Polarization phenomena in the processes induced by electromagnetic interaction of photons, electrons, nucleons and certain composite particles with nuclei are studied. Calculations of the polarizations and related quantities have been performed and the obtained results have been discussed along with comparing existing experimental data to reveal possibilities for extracting new information on nuclei and the  $NN$  interaction. Presentation contains concise fragments from other works on the subject under consideration.

*Keywords:* polarization, electromagnetic interaction in nuclei, photon, electron, nucleon, deuteron.

Поступила в редакцію 17.11.09,  
после доработки - 19.04.10.