

СКРЫТЫЕ ПАРАМЕТРЫ В УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

© 2023 г. Ф. Ф. Карпешин^{1)*}

Поступила в редакцию 14.09.2022 г.; после доработки 16.09.2022 г.; принята к публикации 16.09.2022 г.

Проведен сравнительный анализ экспериментов по изучению (n, f) -, с одной стороны, и (n, n) -, (n, nf) -, с другой стороны, угловых корреляций в делении на основе модели, предложенной ранее при описании мюонной конверсии в осколках мгновенного деления ^{238}U отрицательными мюонами. Показано, что в каждом из этих экспериментов можно получить независимую и дополняющую другие эксперименты информацию. Исторически ситуация напоминает парадокс ЭПР. Ключевое значение имеет экспериментальная проверка теоретического соотношения между параметрами выстраивания и поляризации в эксперименте CORA.

DOI: 10.31857/S0044002723010257, EDN: RCUKMG

1. ВВЕДЕНИЕ

Вероятно, самым революционным моментом в развитии квантовой механики явилось соотношение неопределенности Гейзенберга. Оно показало, что отнюдь не все параметры, которыми мы привыкли характеризовать бытие в обычной жизни, измеримы с произвольной точностью в микромире. Это казалось парадоксальным с точки зрения обыденного сознания. К этому времени относится знаменитое выражение Эйнштейна “Бог не играет в кости” и парадокс ЭПР, интерес к которому не затихает и по сегодняшний день. Для проверки и уяснения принципов квантовой механики была выдвинута теория скрытых параметров. Она гласит, что существуют дополнительные параметры, например, проекция спина. Если бы мы знали их значение до измерения, то могли бы предсказать его результат абсолютно однозначно. Этапом в развитии теории скрытых параметров стала теорема Белла, которая показала, что справедливость этой теории можно проверить экспериментально. Такой критерий дается неравенствами Белла. Их экспериментальная проверка указывает на отсутствие скрытых параметров в последовательной квантовой теории.

Я бы хотел обратить внимание на то, что скрытые параметры в образе проекции спина частицы легко могут возникнуть и в повседневной научной практике. Угловые корреляции различных продуктов ядерного деления представляют собой удобное

пособие для экспериментального изучения взаимодействия скрытых параметров с квантовой механикой. Рассмотрим угловое распределение нейтронов, испущенных осколками деления относительно направления легкого осколка. Хорошо известно, что спины осколков ориентированы в основном в плоскости, перпендикулярной оси деления (рис. 1). Чтобы учесть это обстоятельство, можно считать, что спин каждого осколка имеет определенное направление в плоскости, перпендикулярной оси деления, а затем усреднить по направлениям в плоскости. Тем не менее, такой путь, который может показаться очевидным на первый взгляд, оказывается заведомо ошибочным. При таком подходе предполагаемое направление вращения осколка является СП, дополнительно к проекции на ось квантования z , направленную вдоль оси деления. Наоборот, в последовательном квантово-механическом подходе состояние фрагмента характеризуется двумя квантовыми числами: спином и его проекцией на ось квантования z . Тогда выстроенность осколков означает, что проекция их спинов на эту ось близка к нулю. А в общем случае неполной выстроенности необходимо использовать матрицу плотности.

В данной работе я остановлюсь более подробно на угловых корреляциях конверсионных мюонов, испускаемых из осколков мгновенного деления ядра в мюонных атомах ^{238}U . Этот процесс был обнаружен в ОИЯИ [1]. Мы напомним суть процесса в следующем разделе. Формулы, необходимые для анализа угловых корреляций в с.ц.м. осколков, вводятся в разд. 3. Учет переноса мюона осколками выполнен в разд. 4. Присутствует также доля мюонов, испускаемых в результате встряхивания при разрыве шейки. Их можно сравнить с нейтронами

¹⁾Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: fkarpeshin@gmail.com

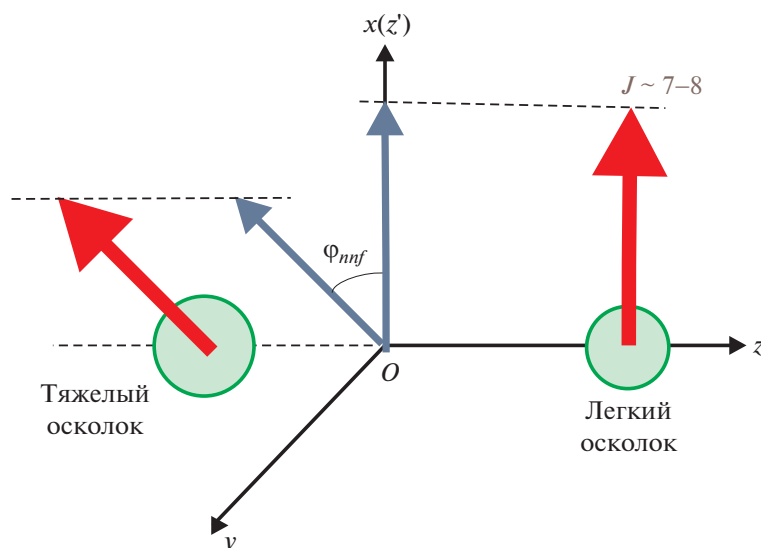


Рис. 1. Схема выстраивания спинов осколков в плоскости, перпендикулярной оси деления. z' — ось квантования в методе (n, n) - и (n, nf) -угловых корреляций. φ_{nnf} показывает угол между проекциями спинов осколков в методе (n, nf) -угловых корреляций.

разрыва, испускаемыми при делении. Их вклад учитывается в этом же разделе при проведении сравнения с экспериментом. В заключительном разд. 5 подводятся итоги полученных результатов, сделаны выводы, намечены перспективы дальнейших исследований.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Этот уникальный процесс дает прямую информацию о динамике деления. Пучки отрицательных мюонов тормозятся в веществе, затем начинается процесс захвата мюонов на высокие орбиты мюонных атомов. Мюоны захватываются на орбиты с главным квантовым числом $n \approx 14$. После этого они каскадируют вниз за счет радиационных и Оже-переходов. Когда мюоны перескакивают между нижними внутренними орбитами, есть шанс, что энергия перехода будет передана ядру, которое в результате претерпевает деление. Этот вид деления называется мгновенным делением, в отличие от запаздывающего деления, вызванного ядерным захватом мюона. В результате мгновенного деления мюоны увлекаются на одном из осколков, как правило, тяжелом, а затем могут испускаться за счет внутренней конверсии при каскадном высвечивании осколков.

Экспериментально угловое распределение мюонов от мгновенного деления ^{238}U изучалось в работах [2] в ядерных фотоэмульсиях. Теоретические расчеты выполнены в [3]. Расчетный спектр конверсионных мюонов простирается до 1–2 МэВ, в согласии с экспериментом. Кроме того, эксперимент показывает значительную фокусировку

мюонов вдоль оси деления. Это можно понять, учитывая, что спины осколков выстроены в плоскости, перпендикулярной направлению деления [4], рис. 1. При этом можно предложить два пути анализа. Один из них выглядит очень естественным: считать, что спин осколка направлен под определенным углом в плоскости (x, y) , тогда как во внутренней системе спины осколков предполагаются $M = J$. После пересчета полученного углового распределения конверсионных мюонов в лабораторную систему остается провести усреднение по направлениям спинов осколков в азимутальной плоскости (x, y) . В этом способе направление спина осколка является типичным скрытым параметром. Другой способ, последовательно квантово-механический, состоит в том, что ось квантования выбирается вдоль оси деления, в соответствии с экспериментальными условиями. Тогда проекции спинов осколков предполагаются $M = 0$.

Все те же закономерности проявляются и в других экспериментах по делению $^{233,235}\text{U}$ и ^{239}Pu медленными нейтронами и спонтанному делению ^{252}Cf , проводимых международной коллаборацией CORA: (n, f) -угловых корреляциях эмиссии нейтронов по отношению к направлению движения осколка, (n, n) -угловых корреляциях между направлениями любых двух нейтронов, а также (n, nf) -корреляциях направлений эмиссии двух нейтронов в проекции на плоскость, перпендикулярную оси деления (рис. 1). Поэтому опыт полученных ранее результатов по мгновенному делению в мюонных атомах несомненно полезен для лучшего понимания нейтронных корреляций.

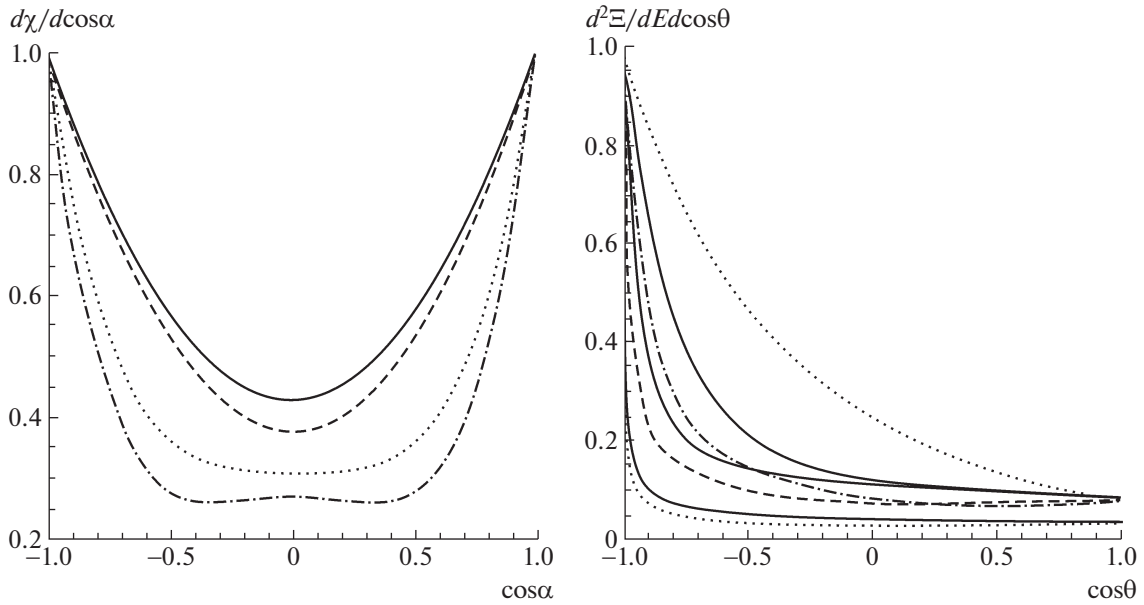


Рис. 2. *a* — Вычисленное угловое распределение конверсионных мюонов в с.ц.м. осколка для переходов $E1$ в случае начального спина ядра $I_1 = 7$ и 4 (сплошная и штриховая линии) и для $E2$ -переходов (штриховая и штрихпунктирная линии соответственно). В случае изотропного излучения, $\frac{d\chi}{d\cos\alpha} = \text{const}$. *б* — То же самое для легких осколков с атомным номером $Z = 40$ в лабораторной системе, для $E1$ - и $E2$ -переходов с кинетической энергией мюонов $E_\mu = 1, 0.25$ и 0.1 МэВ соответственно (в порядке приближения к началу координат). Верхняя точечная кривая соответствует изотропному излучению в с.ц.м. осколка.

3. ФОРМУЛЫ

В общем случае угловое распределение испущенных нейтронов зависит от мультипольности перехода, спинов начального и конечного состояния ядра. Рассмотрим сначала переходы $E1$. Пусть для наглядности спин ядра в конечном состоянии I_2 на единицу меньше, чем в исходном $I_1 : I_2 = I_1 - 1$. Направим ось квантования z' вдоль спина I_1 , как при рассмотрении (n, n) -корреляций в работе [5]. И так же введем скрытый параметр, направив ось деления z перпендикулярно (рис. 1). Следовательно, спины ядер и их проекции относительно оси z' будут $I_1, M_1 = I_1, I_2, M_2 = I_2$ соответственно. Угловое распределение испущенных нейтронов во введенной таким образом системе координат относительно полярного угла θ' будет

$$X'(\theta', \varphi') = |Y_{11}(\theta', \varphi')|^2 \sim \sin^2 \theta'. \quad (1)$$

После преобразования к углу α относительно оси деления z в системе с.ц.м. осколка и усреднения по азимутальному углу φ его спина в плоскости (x, y) получим угловые распределения в этой системе, рассчитанные в рамках теории СП:

$$X_{h.v.}(\alpha) = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \alpha). \quad (2)$$

Индекс h.v. показывает, что мы работаем в рамках теории СП. Множитель $1/2$ учитывает нормировку

полного числа испускаемых частиц. Наоборот, в рамках КМ-подхода, используемого при расчете (n, f) -корреляций, спины ядер и их проекции относительно оси z будут $I_1, M_1 = 0, I_2, M_2 = 0$. Теперь угловое распределение нейтронов относительно оси деления получается согласно

$$X_{QM}(\alpha) = |Y_{10}(\alpha, \varphi)|^2 \sim \cos^2 \alpha. \quad (3)$$

Как и ожидалось, выражение (2) существенно отличается от квантово-механического расчета (3).

В случае $E2$ -переходов угловое распределение в с.ц.м. осколка $\Phi'(\theta', \varphi') = |Y_{22}(\theta', \varphi')|^2 \sim \sin^4 \theta'$. Соответственно для (n, f) -корреляций получаются выражения

$$\Phi_{h.v.}(\alpha) = \frac{3\pi}{4} \left(1 + \frac{2}{3} \cos^2 \alpha + \cos^4 \alpha \right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{QM}(\alpha) &= |Y_{20}(\alpha, \varphi)|^2 = \\ &= 1 - 6 \cos^2 \alpha + 9 \cos^4 \alpha. \end{aligned} \quad (5)$$

Сравнение выражений (4) и (5) показывает, что СП-выстроенность оказывается в 2 раза меньше КМ-выстроенности (подробнее см. следующий раздел). Этот конфликт показывает несовместимость теории СП с квантовой механикой. Кроме того, в случае $E2$ -излучения иным становится сам

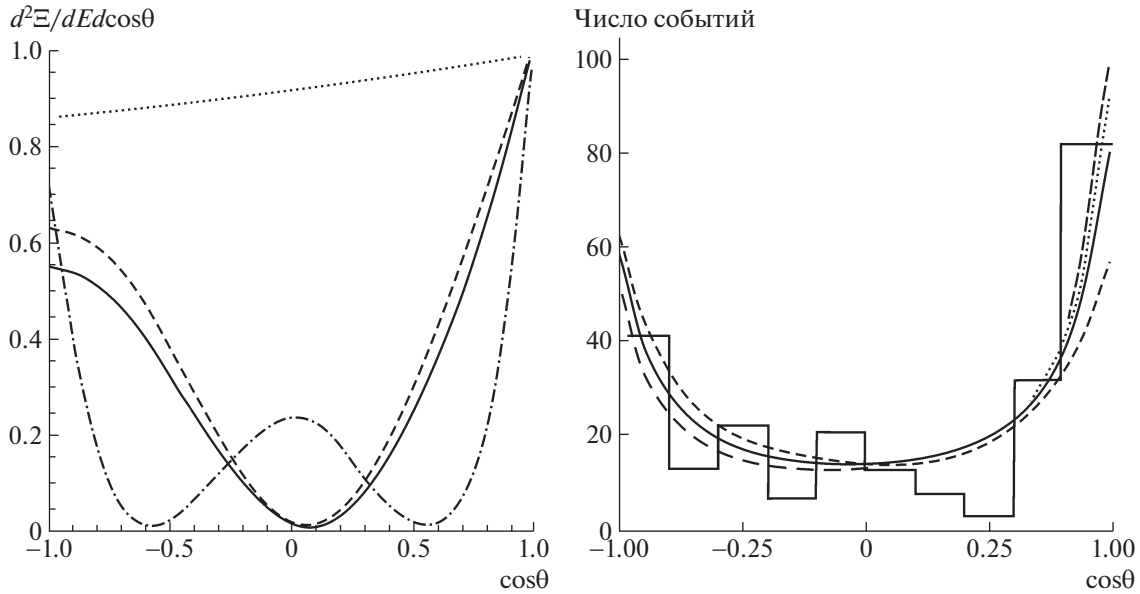


Рис. 3. *а* — Угловое распределение мюонов встряски. Сплошная и штриховая кривые: переходы $E1$ с кинетической энергией конверсионных мюонов $E_\mu = 1$ и 0.5 МэВ соответственно. Точечная и штрихпунктирная кривые: $E0$ - и $E2$ -переходы с $E_\mu = 1$ МэВ соответственно. *б* — Сравнение рассчитанного углового распределения с экспериментом [2]. Сплошная кривая соответствует смеси мультиполей $90\%E1 + 10\%E2$, точечная — $50\%E1 + 15\%E2 + 35\%M1$. Для сравнения короткими и длинными штрихами показано угловое распределение для чистых переходов $E1$ и $E2$ соответственно.

вид угловой зависимости по сравнению с (3). Разница говорит сама за себя. Независимо от неравенств Белла налицо другая возможность проверить экспериментально, какой подход верный.

4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для сравнения с экспериментом следует учесть, что выстроенность осколков не 100%. Поэтому общее выражение для корреляций (n, n) вместо (1) будет иметь вид

$$\chi'(\theta', \varphi') = 1 + A_{nJ} \sin^2 \theta', \quad (6)$$

а для (n, f) -корреляций соответственно получим

$$\chi_{QM}(\alpha) = 1 + A_{nf} \cos^2 \alpha \quad (7)$$

вместо (3). Опыт показывает, что $A_{nf} \ll 1$ — параметр в пределах 10% [6]. Тогда в лабораторной системе (2) переходит в выражение

$$\chi_{h.v.}(\alpha) = 1 + \frac{1}{2} A_{nJ} \cos^2 \alpha. \quad (8)$$

Сравнение (8) с (7) приводит в случае $E1$ -переходов к соотношению [6]

$$A_{nJ} \simeq 2A_{nf}. \quad (9)$$

Результаты расчета углового распределения мюонов в с.ц.м. осколка [3, 7] приведены на рис. 2а для $E1$ - и $E2$ -переходов. Угловое распределение

имеет выраженную анизотропию, оставаясь симметричным относительно угла $\pi/2$. В лабораторной системе угловое распределение концентрируется вокруг направления движения осколков, как показано на рис. 2б.

Встряска мюонов становится возможной благодаря втягиванию остатков шейки [8]. Ее можно сопоставить с испусканием мгновенных нейтронов. В отличие от последней, однако, эмиссия мюонов резко асимметрична (рис. 3а).

На рис. 3б представлены вычисленные угловые распределения, усредненные по распределениям осколков и энергиям мюонов в сравнении с экспериментальной гистограммой из работы [2]. Путем сравнения можно сделать вывод о двух характерных чертах осколков деления.

1) В спектре излучения осколков деления присутствует доля компоненты $E2$ на уровне 15%.

2) Встряска является источником эмиссии примерно 5% всех испущенных мюонов.

Конечно, эти заключения получены в рамках КМ-подхода, без СП.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Угловые корреляции (μ, f) , а также (n, f) представляют собой удобный пример для экспериментального исследования различий между теорией СП и КМ-подходом. Выстраивание и поляризация — два различных возможных свойства спинов

осколков. Соответственно, они проявляются в различных экспериментах. Естественное предположение относительно проекции спина $M = J$ в системе координат с осью квантования вдоль спина первоначального осколка не означает, что измерение проекции спина на перпендикулярную ось деления приведет к нулевому значению $M = 0$. Степень поляризации таких состояний можно измерить в (n, n) -угловых корреляциях. Состояние с $M = 0$ это другой вектор состояния. Степень выстроенности осколков с $M = 0$ следует измерять одновременно с определением направления деления. Зная проекцию спина на ось деления, можно рассчитать угловое распределение относительно этой оси. Но для того чтобы знать, ее нужно сначала измерить. А это другой эксперимент. Поэтому в расчетах следует выбирать ось квантования в соответствии с тем, что наблюдается экспериментально, и определять соответствующее магнитное квантовое число спина. Проекция спина на любую другую ось оказывается ненаблюдаемой: это скрытая переменная, вовлечение которой в расчет приводит к неверному результату.

Заметим, что угловое распределение нейтронов, даваемое по предположению либо (2), либо (3), изучается в эксперименте коллаборации CORA [6] путем наблюдения (n, f) -, (n, n) - и (n, n, f) -корреляций. Таким образом, отношение параметров оказывается измеряемой величиной. Равенство этого отношения двойке оправдано только в случае 100% поляризации или выстроенности. Уже для $E2$ -переходов оно оказывается иным.

Следовательно, можно сделать вывод, что метод (n, f) не эквивалентен методу (n, n) и их развитию (n, nf) . Во-первых, в расчетах (n, nf) -корреляций ось деления мысленно достраивается перпендикулярно спину первого испущенного осколка. Таким образом, в теории возникает типичный СП. Поскольку ось квантования совпадает с направлением спина осколка, то из-за прецессии спина вероятны различные значения его проекции на проведенную таким образом ось, а не только нулевое значение, что является основой метода (n, f) -корреляций. Во-вторых, следует учесть, что работы [6, 5, 9] выполнены в так называемой модели предельной анизотропии. Эта модель предполагает отсутствие углового момента относительного движения осколков, т.е. что спины обоих осколков противоположны по направлению. В то же время последний может быть весьма значительным, сравнимым со спином осколков, благодаря возникновению wiggling-колебаний осколков в момент разрыва (например, [10, 11]). Обмен нуклонами при разрыве шейки также естественно приводит к возникновению относительного орбитального

момента. Это предположение нарушает гипотезу об антипараллельности спинов осколков. (n, f) -корреляции не зависят от наличия относительного углового момента.

В общем случае угловое распределение также зависит от начального и конечного спинов осколков, как видно из рис. 2. Поэтому наблюдаемая форма распределений (8) или (7), так же как и (4) или (5) может быть обусловлена усреднением по всем осколкам со своими спинами и мультипольными смесями переходов.

При этом во внутренней системе координат осколки поляризованы на 100%. Следовательно, можно было бы ожидать, что в случае (n, n) -угловых корреляций правильная форма должна быть именно (1), а не (6), в предположении доминирования $E1$ -переходов, впрочем. И выбор A_{nJ} не имеет ничего общего с A_{nf} , взятым из эксперимента (n, f) . Эксперимент CORA, проводимый в IPHC в Страсбурге, направлен на выяснение механизмов испускания нейтронов при делении. Экспериментальная проверка полученных выше соотношений и в первую очередь выражения (9) представляется очень важной для прогресса в этом направлении.

Автор весьма признателен И.С. Гусевой за подробные и плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Y. Balatz, L. N. Kondratiev, L. G. Lansberg, P. I. Lebedev, Yu. V. Obukhov, and B. Pontekorvo, *ЖЭТФ* **38**, 1715 (1960); **39**, 1168 (1961).
2. Г. Е. Беловицкий, В. Н. Баранов, О. М. Штейнград, *ЯФ* **57**, 2140 (1994).
3. Ф. Ф. Карпешин, *ЯФ* **40**, 643 (1984) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **40**, 412 (1984)].
4. K. Skarsvag, *Phys. Rev. C* **22**, 638 (1980).
5. I. S. Guseva, in *Proceedings of ISINN-23, Dubna, May 25–29, 2015*, Preprint E3-2016-12, JINR (Dubna, 2016), p. 80.
6. A. Chietera, L. Stuttg, F. Gonnenswein, Yu. Kopatch, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, E. Chernysheva, F.-J. Hamsch, F. Hanappe, Z. Mezentseva, and S. Telezhnikov, *EPJ A* **54**, 98 (2018).
7. Ф. Ф. Карпешин, *Мгновенное деление в мюонных атомах и резонансная конверсия* (Наука, Санкт-Петербург, 2006).
8. F. F. Karpeshin, *Nucl. Phys. A* **617**, 211 (1997).
9. И. С. Гусева, А. М. Гагарский, Г. В. Вальский, Т. А. Заварухина, Т. Е. Кузьмина, *ЯФ* **85**, 19 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 17 (2022)].
10. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, *ЯФ* **80**, 447 (2017).
11. Ф. Ф. Карпешин, *ЯФ* **81**, 155 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 157 (2018)].

HIDDEN VARIABLES IN ANGULAR CORRELATIONS OF THE PARTICLES EMITTED IN FISSION

F. F. Karpeshin¹⁾

*¹⁾D.I. Mendeleyev All-Russian Research Institute for Metrology (VNIIM),
Saint-Petersburg, Russia*

A comparative analysis of experiments on studying the (n, f) -, on one hand, and (n, n) - and (n, nf) -, on the other hand, angular correlations in fission is carried out, based on the model developed in description of muonic conversion in fragments of prompt fission of ^{238}U with negative muons. It is shown that each of these experiments can provide information that is independent of and complementary to the other experiments. Historically, the situation resembles the EPR paradox. Relationship between the alignment and polarization of the spins of the fragments is crucial for interpretation of this information. The relationship can be verified in the CORA experiment.