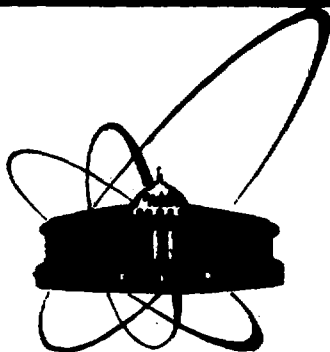


3U0204251



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-90-101

В. Н. Стрельцов

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ

1990

Поводом для настоящей работы послужила статья И.М.Франка [1], касающаяся релятивистского преобразования моментов магнитного и электрического диполей. Отличительной особенностью излагаемого ниже подхода является его явно релятивистски-ковариантный характер.

1. Как известно, существует тесная связь между механическими и магнитоэлектрическими свойствами материальных тел. Может быть, поэтому в методическом плане лучше начать наше рассмотрение с трансформации более привычного момента импульса.

Напомним, что релятивистский момент импульса определяется временными компонентами антисимметричного 4-тензора M_{ik} ("момента 4-импульса"):

$$M_{ik} = -\sum \epsilon_{ikln} x^l p^n = -\sum m \epsilon_{ikln} x^l u^n. \quad (1)$$

Здесь $i, k, \dots = 0, 1, 2, 3$, ϵ_{ikln} — тензор Леви-Чевиты ($\epsilon^{0123} = 1$), x^l и $p^n = mu^n$ — координата и 4-импульс частицы; суммирование производится по всем частицам, входящим в состав системы. При этом пространственные компоненты $M_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) описывают движение (положение) центра инерции данной системы.

С другой стороны, для релятивистского магнитного момента системы зарядов имеем

$$\mathcal{M}_{0\alpha} = -\frac{1}{2} \sum \frac{e}{m} \epsilon_{0\alpha\beta\gamma} x^\beta p^\gamma = -\frac{1}{2} \sum e \epsilon_{0\alpha\beta\gamma} x^\beta u^\gamma, \quad (2)$$

$c = 1$. При этом чисто пространственные компоненты антисимметричного 4-тензора \mathcal{M}_{ik} определяют релятивистский электрический дипольный момент [2].

Если у всех частиц системы отношение заряда к массе одинаково, то величину e/m можно вынести за знак суммы. В результате найдем, что

$$\mathcal{M}_{ik} = \frac{e}{2m} M_{ik}. \quad (3)$$

Если при этом равенство

$$\mathcal{M}_{0\alpha} = \frac{e}{2m} M_{0\alpha} \quad (3')$$

описывает известную связь между магнитным и механическим моментами системы, то аналогичное равенство

$$\mathfrak{M}_{\alpha\beta} = \frac{e}{2m} M_{\alpha\beta} \quad (3'')$$

выражает связь между электрическим дипольным моментом и положением (движением) центра инерции системы*.

С учетом (3) на основании формул преобразования для компонент механического момента M_{ik} (см., например, ^{14/}) можно сразу написать соответствующие выражения для релятивистского дипольного момента \mathfrak{M}_{ik} . Переходя к привычным обозначениям, то есть полагая

$$\mathfrak{M}_{\alpha} = \mathfrak{M}_{0\alpha}, \quad d_{\alpha} = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \mathfrak{M}_{\beta\gamma}, \quad (4)$$

где $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный единичный тензор ($\epsilon_{xyz} = 1$, $\epsilon_{zyx} = -1$), получим

$$\mathfrak{M}_x = \mathfrak{M}_x^*, \quad \mathfrak{M}_y = (\mathfrak{M}_y^* + \beta d_z^*) \gamma, \quad \mathfrak{M}_z = (\mathfrak{M}_z^* - \beta d_y^*) \gamma, \quad (5a, б, в)$$

$$d_x = d_x^*, \quad d_y = (d_y^* - \beta \mathfrak{M}_z^*) \gamma, \quad d_z = (d_z^* + \beta \mathfrak{M}_y^*) \gamma. \quad (6a, б, в)$$

Здесь собственная система отсчета S^* совокупности рассматриваемых частиц движется относительно S -системы вдоль оси x со скоростью β , $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

2. Рассмотрим теперь несколько частных случаев. Пусть интересующая нас система зарядов представляет собой рамку с током, электрический дипольный момент которой $\vec{d} = 0$. Если контур с током ориентирован нормально к направлению движения, то на основании (5a) заключаем, что, в отличие от выводов ^{11/}, его магнитный момент не изменяется при переходе от S^* — к S -системе. И, напротив, магнитный момент контура, плоскость которого параллельна направлению движения, на основании (5б,в) растет с увеличением скорости движения:

$$\mathfrak{M}_y = \mathfrak{M}_y^* \gamma, \quad \mathfrak{M}_z = \mathfrak{M}_z^* \gamma. \quad (5б, в)$$

Как видно, последний результат также расходится с соответствующим выводом отмеченной работы.

* Именно следствием формулы (3'') является инерциально-электрический эффект ^{13/} — аналог известного эффекта Барнетта.

Что касается электрического дипольного момента, то на основании (6) его продольная компонента d_x остается неизменной, а поперечные составляющие растут с увеличением скорости. Такое поведение опять-таки не согласуется с выводами цитированной статьи. Больше того, утверждение, что величина дипольного момента $d_x^* = e\ell^*$ двух зарядов e и $-e$, расположенных на оси x в точках $x_e = \ell^*/2$ и $x_{-e} = -\ell^*/2$, не изменяется при переходе к движущейся системе, кажется вообще абсурдным, поскольку расстояние ℓ^* при этом должно преобразовываться. Кажущийся парадокс обусловлен тем, что последнее выражение является сугубо нерелятивистским. Вытекающая же из (2) соответствующая релятивистски-ковариантная формула имеет вид

$$d_x = -\Sigma \frac{e}{m} (t p_x - x p_t). \quad (7)$$

В системе покоя S^* импульс $p_x^* = 0$, энергия $p_t^* = m$, и мы действительно получаем привычное выражение. Однако в движущейся S -системе $p_x = \beta m v$, $p_t = m\gamma$ и с учетом формул преобразования для координат найдем

$$d_x = -\frac{e}{m} [(\Delta t^* + \beta \ell^*) \gamma \cdot \beta m \gamma - (\ell^* + \beta \Delta t^*) \gamma \cdot m \gamma] = e\ell^*. \quad (7')$$

Таким образом, как мы видим, продольная компонента электрического дипольного момента действительно остается неизменной при движении.

3. Рассмотрим более детально случай, когда рамка с током (в виде квадрата со сторонами ℓ^*) лежит в плоскости x^* , y^* . Пусть для простоты ее центр совпадает с началом координат, а стороны параллельны соответствующим осям. Магнитный диполь образуют четыре электрона, находящиеся в момент вычисления в середине сторон квадрата. Ток направлен по часовой стрелке. Начнем с электрона на правой стороне квадрата, у которого $x^* = \ell^*/2$ (далее — против часовой стрелки). В результате найдем

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_z^* &= \Sigma \frac{e}{2m} (x^* p_y^* - y^* p_x^*) = \\ &= \frac{-e}{2m} \left[\frac{\ell^*}{2} p_y^* - \frac{\ell^*}{2} (-p_x^*) + \left(-\frac{\ell^*}{2}\right) (-p_y^*) - \left(-\frac{\ell^*}{2}\right) p_x^* \right] = \frac{-e}{m} \ell^* p^*, \end{aligned} \quad (8)$$

где мы учли, что $p_x^* = p_y^* = p^*$. Аналогичным образом, например для d_y^* , будем иметь

$$-d_y^* - \Sigma \frac{e}{m} (y^* p_t^* - t^* p_y^*) = \frac{-e}{m} \left[\frac{\ell^*}{2} \cdot m + \left(-\frac{\ell^*}{2}\right) m \right] = 0. \quad (9)$$

Два выписанных члена соответствуют верхнему и нижнему электронам, для простоты полагалось, что $t^* = 0$. Необходимо подчеркнуть, что в рамках теории относительности становятся существенными моменты времени, в которые в данном случае "берутся" правый и левый электроны. Действительно, при $t_n^* \neq t_n^*$ будем иметь, что $d_y^* \neq 0$. Однако согласно сложившимся представлениям электрический дипольный момент такой системы должен быть равен нулю. А это означает, что указанные электроны должны "браться" именно одновременно. Но, может быть, самое важное здесь заключается в том, что последнее условие фактически задает формулу преобразования для продольного размера рамки. Больше того, тем самым здесь неявно вводится определение важного физического понятия продольного размера релятивистски движущегося тела*. Нетрудно видеть, что, поскольку $t_n^* - t_n^* = 0$ ("условие синхронности"), расстояние между электронами в движущейся системе $l = x_n - x_n$ должно определяться "формулой удлинения":

$$l = l^* \gamma, \quad (10)$$

$$\text{где } l^* = x_n^* - x_n^*.$$

4. Последний пример, по нашему мнению, приводит к важным следствиям для физики элементарных частиц**. По современным представлениям, адроны, например, суть составленные из кварков объекты конечных размеров. В частности, движение кварков приводит к существованию магнитного момента. Скажем, нейтрон состоит из u-кварка и двух d-кварков. В простейшей симметричной конфигурации u-кварк находится в центре ($x^* = 0$), а d-кварки (с равными и противоположными импульсами) — на одинаковых расстояниях от центра (x^* и $-x^*$). Воспользовавшись формулой (7) для дипольного момента нейтрона, найдем

$$d_x^* = \frac{e}{3m_d} (t_n^* - t_n^*) p_x^*. \quad (11)$$

Здесь t_n^* и t_n^* — временные координаты правого и левого d-кварков. Чтобы обеспечить выполнение экспериментального факта отсутствия собственного электрического дипольного момента у нейтрона, нужно допустить, что его конститuentы "берутся" одновременно (синхронно) именно в собственной системе частицы $S^* / 8 /$. Нетрудно показать, что

* Соответствующее модификации определения релятивистской длины (см., например, / 5 /).

** Конечно, применительно к элементарным частицам мы должны пользоваться соответствующими операторами. Однако физическая суть проблемы останется неизменной.

этот вывод сохраняется и при несимметричной конфигурации кварков, и для других адронов. Иными словами, взаимодействие адрона происходит так, что составляющие его кварки действуют (в среднем) одновременно в S^* -системе. Установленный в настоящее время верхний предел для собственного электрического дипольного момента нейтрона ^{17/} позволяет заключить, что допустимая неодновременность при скорости движения кварков около 1 см/с не превышает $\approx 10^{-25}$ с, а при скоростях, близких к световым, — $\approx 10^{-35}$ с. Таким образом, для расстояний порядка 1 см неодновременность не может быть больше $\approx 10^{-12}$ с. Поэтому можно сказать, что лоренцево сокращение может единственно проявиться при скоростях движения порядка 10^{-12} см/с, а величина его составит около $10^{-23}\%$. При заметных же скоростях движения мы всегда будем иметь удлинение продольных размеров в соответствии с концепцией релятивистской длины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк И.М. — УФН, 1989, т.158, с.135.
2. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ P2-82-404, Дубна, 1982.
3. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ P2-84-269, Дубна, 1984.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1988, с.66.
5. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ P2-89-5, Дубна, 1989.
6. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ P2-88-173, Дубна, 1988.
7. Pendlebury J.M. — In: Particles and Fields Series. 37, NY, Am.Inst.Phys., 1988, v.1, p. 348.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 февраля 1990 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3.4.17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Д14-88-833	Труды рабочего совещания "Современные направления в активационном анализе ОИЯИ". Дубна, 1988	2 р. 40 к.
Д13-88-938	Труды XIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1988	4 р. 30 к.
Д10-89-70	Труды Международной школы по вопросам применения ЭВМ в физических исследованиях. Дубна, 1988.	2 р. 60 к.
Р2-89-138	Труды семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1988	1 р. 10 к.
Д19-89-143	Труды рабочего совещания по генетическому действию корпускулярных излучений. Дубна, 1988	4 р. 30 к.
Д4-89-221	Труды рабочего совещания по разработке и созданию излучателя и детектора гравитационных волн. Дубна, 1988	1 р. 60 к.

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

Стрельцов В.Н.
Релятивистский дипольный момент

P2-90-101

Обсуждаются преобразования релятивистского электромагнитного дипольного момента. Эта величина задается антисимметричным 4-тензором второго ранга, временные компоненты которого определяют магнитный момент, а пространственные — релятивистский электрический дипольный момент. Подчеркивается, что экспериментальный факт отсутствия собственного электрического дипольного момента у элементарных частиц (при наличии магнитного момента) приводит к определенному условию для временных координат составляющих их конstituентов — кварков. Отмечается, что, по существу, на это же условие опирается и введенная в свое время концепция релятивистской длины.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод автора

Strel'tsov V.N.
Relativistic Dipole Moment

P2-90-101

Transformation of the relativistic electromagnetic dipole moment is discussed. This quantity is set by an antisymmetric 4-tensor of rank 2, the time components of which define magnetic moment and the spatial ones — relativistic electric dipole moment. It is emphasized that experimental fact of absence of own electric dipole moment of elementary particle (when the magnetic moment is present) leads to definite condition for time coordinates of particle constituents — quarks. It is noted that actually the concept of relativistic length introduced in due time is based on the same condition.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research Dubna 1990

9 коп.

Редактор Т.Я.Жабицкая. Макет Н.А.Киселевой
Набор И.Г.Андреевой, Л.М.Кашехлебовой

Подписано в печать 2.03.90

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 0,6

Тираж 490. Заказ 43209

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области