УДК: 539.123.17

Ревизия эксперимента Бета

Р. И. Храпко

Показано, что современная максвелловская электродинамика не может объяснить результат классического опыта Бета по измерению момента импульса светового луча. Это означает, что современная электродинамика не полна. Для объяснения этого эксперимента используется тензор спина, введенный в электродинамику и дополняющий ее.

1. Оопыт Бета.

Классический опыт Бета [1] был выполнен 70 лет назад. В этом опыте луч света круговой поляризации воздействовал моментом силы на двояко преломляющую пластинку, которая изменяла направление круговой поляризации на обратное. Аппаратура состояла из крутильного маятника с периодом колебаний около 10 минут, который представлял собой горизонтальную полуволновую кварцевую пластинку, подвешенную на кварцевой нити длиной 25 см. Примерно на 4 мм. выше этой пластинки располагалась неподвижная четвертьволновая пластинка, *верхняя* сторона которой была покрыта отражающим слоем алюминия. Вращение маятника наблюдалось в телескоп

Луч круговой поляризации мощностью $P = 80$ mW, длиной волны $\lambda = 1.2$ μm и частоты $\omega = 1.6 \cdot 10^{15}$ s^{-1} проходил снизу через полуволновую пластинку, затем при отражении проходил дважды через четвертьволновую пластинку и, наконец, возвращался вниз, проходя вторично через полуволновую пластинку. На полуволновую пластинку действовал момент силы 20 dyne cm. Этот результат находится в согласии с формулой

$$\tau = 4P/\omega. \qquad (1.1)$$

2. Стандартное объяснение опыта Бета

Согласно максвелловской теории (см., напр., [2]) вектор Пойнтинга $\mathbf{E}\times\mathbf{B}$ интерпретируется как плотность импульса поля. Поэтому момент импульса поля относительно некоторой точки или оси определяется формулой

$$\mathbf{J} = \int \mathbf{r}\times(\mathbf{E}\times\mathbf{B})dV. \qquad (2.1)$$

Согласно этой формуле, плоская волна круговой поляризации без азимутальной фазовой структуры, распространяющаяся в z -направлении и не ограниченная в xy -направлениях, не может иметь момента импульса относительно оси z , потому что $\mathbf{E}\times\mathbf{B}$ направлен в сторону оси z и $[\mathbf{r}\times(\mathbf{E}\times\mathbf{B})]_z = 0$. Однако, это не так для луча. Рассмотрим цилиндрический луч. Вблизи стенки луча поле уменьшается до нуля. Как известно, из-за этого стенка луча несет J_z [3 – 7].

Например, Ohanian [6] писал: “В волне, имеющей конечные поперечные размеры, каждое из полей **E** и **B** имеет компоненту, параллельную волновому вектору (силовые линии замкнуты), а поток энергии имеет перпендикулярные ему составляющие… Наличие циркулирующего потока энергии предполагает существование момента импульса, направленного вдоль направления распространения волны. Этот момент импульса и есть спин волны.”

Момент импульса (2.1) и энергия U отрезка луча были многократно вычислены:

$$J = \int E_0^2 dV / \omega, \quad U = \int E_0^2 dV \tag{2.2}$$

(E_0 есть амплитуда электрического поля внутри луча). Таким образом, отношение $U / J = \omega$ оказывается равным отношению энергия/спин, U / S , для фотона.

Круговая поляризация луча в опыте Бета изменялась на обратную при прохождении полуволновой пластинки. Поэтому, согласно парадигме, пластинка получала

$$J = 2U / \omega \tag{2.3}$$

при прохождении луча через нее. При возвращении луч передавал пластинке еще такой же момент импульса. Таким образом, после деления на время, мы получаем величину (1.1).

3. Опыт Бета – загадка!

В то же время очевидно, что вектор Пойнтинга $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ равен нулю в опыте Бета, потому что проходящий луч интерферирует с отраженным лучом. Действительно, давайте используем для луча круговой поляризации известное выражение:

$$\underset{\to}{\breve{E}}{}_1 = \exp[i(z - t + \phi)](\underset{\to}{\rho} + i\rho \underset{\to}{\phi} + \underset{\to}{z}\, i\partial_\rho) u(\rho), \qquad \underset{\to}{\breve{B}}{}_1 = -i \underset{\to}{\breve{E}}{}_1, \qquad u = \frac{\sqrt{2/\pi}}{w} \exp\{-\frac{\rho^2}{w^2}\}, \tag{3.1}$$

Символ ‘breve’ отмечает комплексные вектора и числа, для краткости мы положили $\omega = c = 1$. Стрелка, расположенная под символом отмечает ковариантный вектор или ковариантный координатный вектор. Мы используем цилиндрические координаты ρ, ϕ, z ,

$$x = \rho \cos\phi, \quad y = \rho \sin\phi, \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2} \tag{3.2}$$

с метрикой

$$dl^2 = d\rho^2 + \rho^2 d\phi^2 + dz^2, \quad g_{\rho\rho} = 1, \quad g_{\phi\phi} = \rho^2, \quad g_{zz} = 1, \quad \sqrt{g}_{\wedge} = \rho, \quad g^{\phi\phi} = 1/\rho^2$$

Корень из определителя метрического тензора является скалярной плотностью веса +1. Это отмечено символом ‘wedge’ на уровне нижних индексов. Элемент объема является плотностью веса -1 и отмечается символом `wedge' на уровне верхних индексов, $dV^{\wedge} = d\rho d\phi dz$, так же, как абсолютно антисимметричная плотность $e_{ijk}^{\wedge}$, равная ± 1 , или 0.

При отражении луча (3.1) зеркалом, знак при z и знак в формуле для $\breve{B}$ изменяются на противоположные. Однако, из-за четвертьволновой пластинки спиральность луча при отражении не изменяется. Поэтому знак при Φ изменяется и знак в формуле для $\breve{B}$ изменяется еще раз. В результате отраженный луч в опыте Бета выражается формулой (мы используем индекс 4 для этого луча):

$$\underset{\to}{\breve{E}}_4 = \exp[i(-z-t-\phi)](\underset{\to}{\rho} - i\rho\,\underset{\to}{\phi} - \underset{\to}{z}\, i\partial_\rho)u(\rho), \qquad \underset{\to}{\breve{B}}_4 = -i\,\underset{\to}{\breve{E}}_4\,. \tag{3.3}$$

Давайте подсчитаем максвелловский тензор энергии-импульса

$$T^{\lambda\mu} = -g^{\lambda\alpha}F_{\alpha\nu}F^{\mu\nu} + g^{\lambda\mu}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}/4 \tag{3.4}$$

для полного поля $\underset{\to}{\breve{E}} = \underset{\to}{\breve{E}}_1 + \underset{\to}{\breve{E}}_4$, $\underset{\to}{\breve{B}} = \underset{\to}{\breve{B}}_1 + \underset{\to}{\breve{B}}_4$.

Мы используем $(+---)$ в качестве сигнатуры метрического тензора $g^{\lambda\alpha}$ в (3.4). $F^{\mu\nu} = -F^{\nu\mu}$, $F_{\mu\nu} = F^{\alpha\beta}g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta}$ есть тензор электромагнитного поля. Смысл его компонент следующий

$$F^{ti} = -E^i, \quad F_{ti} = E_i, \quad F^{ij} = -B^{ij}, \quad F_{ij} = -B_{ij}, \quad B_k = B^{ij}_{\wedge}e^{\wedge}_{ijk}, \quad B^k = B^{\wedge}_{ij}e^{ijk}_{\wedge}, \quad i, j,... = \rho, \phi, z\,. \tag{3.5}$$

Например,

$$F^{\phi t} = -g^{\phi\phi}F_{\phi t} = E^{\phi} = g^{\phi\phi}E_{\phi}, \quad F^{\rho\phi} = g^{\phi\phi}F_{\rho\phi} = -B^{\rho\phi} = -g^{\phi\phi}B_{\rho\phi}\,. \tag{3.6}$$

Компонента $T^{t\phi}_{\wedge}$ является плотностью орбитального потока массы-энергии, то есть Φ - компонентой вектора Пойнтинга; инфинитезимальная усредненная по времени масса

$$dp^t = dm = < T^{t\phi}_{\wedge} > da^{\wedge}_{\phi}dt = < T^{t\phi}_{\wedge} > dzd\rho dt \tag{3.7}$$

проходит через элемент поверхности $da^{\wedge}_{\phi} = dzd\rho$ за время dt. Компонента $T^{\phi t}_{\wedge} = T^{t\phi}_{\wedge}$ является объемной плотностью орбитального импульса; инфинитезимальный усредненный по времени импульс

$$dp^{\phi} = < T^{\phi t}_{\wedge} > d\rho d\phi dz \tag{3.8}$$

содержится в элементе объема $d\rho d\phi dz$. Использование (3.4) дает ноль (черта означает комплексное сопряжение):

$$< T^{\phi t}_{\wedge} > = < T^{t\phi}_{\wedge} > = \Re[(\breve{E}_{1z} + \breve{E}_{4z})(\overline{B}_{1\rho} + \overline{B}_{4\rho}) - (\breve{E}_{1\rho} + \breve{E}_{4\rho})(\overline{B}_{1z} + \overline{B}_{4z})]/2 = 0\,. \tag{3.9}$$

Это означает, что никакая масса не вращается в опыте Бета.

Компонента $T^{\phi z}_{\wedge}$ является плотностью потока орбитального импульса; инфинитезимальный усредненный по времени импульс

$$dp^{\phi} = < T^{\phi z}_{\wedge} > da^{\wedge}_{z}dt = < T^{\phi z}_{\wedge} > d\rho d\phi dt \tag{3.10}$$

проходит через элемент поверхности $da^{\wedge}_{z} = d\rho d\phi$ за время dt. Это означает, что инфинитезимальный момент силы

$$d\tau_z = dL_z/dt = e^{\wedge}_{z\rho\phi}dL^{\rho\phi}_{\wedge}/dt = e^{\wedge}_{z\rho\phi}dL^{\rho\phi}\sqrt{g}_{\wedge}/dt = \rho dp^{\phi}\sqrt{g}_{\wedge}/dt = < T^{\phi z}_{\wedge} > \rho^2 d\rho d\phi \tag{3.11}$$

действует на элемент поверхности $da^{\wedge}_{z} = d\rho d\phi$. Однако,

$$< T^{\phi z}_{\wedge} > = -\Re[(\breve{E}_{1\phi} + \breve{E}_{4\phi})(\overline{E}_{1z} + \overline{E}_{4z}) + (\breve{B}_{1\phi} + \breve{B}_{4\phi})(\overline{B}_{1z} + \overline{B}_{4z})]/2\rho = 0\,. \tag{3.12}$$

Таким образом, никакой момент импульса не действует на пластинку Бета, согласно стандартной электродинамике. Почему же тогда пластинка испытывает момент силы (1.1)?

4. Дефекты теории поля

Итак, современная максвелловская электродинамика не способна объяснить результат опыта Бета. Значит, эта электродинамика не полна! Мы должны ввести тензор спина, чтобы объяснить эксперимент Бета. Действительно, стандартная классическая электродинамика начинается с канонического лагранжиана для свободного поля

$$\underset{c}{\mathscr{L}} = -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}/4, \quad F_{\mu\nu} = 2\partial_{[\mu}A_{\nu]}\,. \tag{4.1}$$

Используя этот лагранжиан, с помощью лагранжевого формализма физики получают канонический тензор энергии-импульса

$$\underset{c}{T}^{\lambda\mu} = \partial^\lambda A_\alpha \frac{\partial \underset{c}{\mathscr{L}}}{\partial(\partial_\mu A_\alpha)} - g^{\lambda\mu}\underset{c}{\mathscr{L}} = -\partial^\lambda A_\alpha F^{\mu\alpha} + g^{\lambda\mu}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}/4\,, \tag{4.2}$$

и канонический тензор момента импульса

$$\underset{c}{J}^{\lambda\mu\nu} = 2x^{[\lambda}\,\underset{c}{T}^{\mu]\nu} + \underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} \tag{4.3}$$

где

$$\underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = -2A^{[\lambda}\delta^{\mu]}_{\alpha}\frac{\partial \underset{c}{\mathscr{L}}}{\partial(\partial_\nu A_\alpha)} = -2A^{[\lambda}F^{\mu]\nu}, \quad \underset{c}{\Upsilon}^{ij0} = \mathbf{E}\times\mathbf{A} \tag{4.4}$$

есть канонический тензор спина.

Однако, как хорошо известно, эти тензоры не являются тензорами электродинамики. Они очевидно противоречат эксперименту. $\underset{c}{T}^{\lambda\mu}$ имеет неправильную дивергенцию

$$\partial_\mu \underset{c}{T}^{\lambda\mu} = \partial^\lambda A_\sigma \partial_\kappa F^{\sigma\kappa}\,. \tag{4.5}$$

Физики вынуждены модифицировать эти тензоры. Они добавляют специфические члены [8, 9] к каноническим тензорам и получают стандартный тензор энергии-импульса $\Theta^{\lambda\mu}$, стандартный тензор момента импульса $\underset{st}{J}^{\lambda\mu\nu}$, и стандартный тензор спина $\underset{st}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu}$, который оказывается равным нулю,

$$\Theta^{\lambda\mu} = \underset{c}{T}^{\lambda\mu} - \partial_\nu \underset{c}{\tilde{\Upsilon}}^{\lambda\mu\nu}/2 = -\partial^\lambda A_\nu F^{\mu\nu} + g^{\lambda\mu}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}/4 + \partial_\nu(A^\lambda F^{\mu\nu})\,,$$

$$\underset{c}{\tilde{\Upsilon}}^{\lambda\mu\nu} \overset{def}{=} \underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} - \underset{c}{\Upsilon}^{\mu\nu\lambda} + \underset{c}{\Upsilon}^{\nu\lambda\mu} = -2A^\lambda F^{\mu\nu}\,, \tag{4.6}$$

$$\underset{st}{J}^{\lambda\mu\nu} = \underset{c}{J}^{\lambda\mu\nu} - \partial_\kappa(x^{[\lambda}\,\underset{c}{\tilde{\Upsilon}}^{\mu]\nu\kappa})\,, \tag{4.7}$$

$$\underset{st}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = \underset{st}{J}^{\lambda\mu\nu} - 2x^{[\lambda}\Theta^{\mu]\nu} = \underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} + 2A^{[\lambda}F^{\mu]\nu} = 0\,. \tag{4.8}$$

Мы, однако, должны понимать, что переход от канонических тензоров к стандартным усугубляет недостатки канонических тензоров.

1. $\Theta^{\lambda\mu}$ очевидно противоречит экспериментам. Он не симметричен и имеет неправильную дивергенцию

$$\partial_\mu\Theta^{\lambda\mu} = \partial_\mu \underset{c}{T}^{\lambda\mu} = \partial^\lambda A_\sigma \partial_\kappa F^{\sigma\kappa}\,. \tag{4.9}$$

Тензор Θ никогда не используется. Максвелловский тензор (3.4),

$$T^{\lambda\mu} = -g^{\lambda\alpha}F_{\alpha\nu}F^{\mu\nu} + g^{\lambda\mu}F_{\sigma\kappa}F^{\sigma\kappa}/4\,, \tag{4.10}$$

используется в электродинамике вместо $\Theta^{\lambda\mu}$. Например, это максвелловский тензор используется в стандартной формуле для момента импульса электромагнитного поля. (2.1),

$$\underset{st}{J}^{\mu\nu} = 2\int x^{[\mu}T^{\nu]\alpha}dV_\alpha\,, \quad \text{т.е.} \quad \underset{st}{\mathbf{J}} = \int \mathbf{r}\times(\mathbf{E}\times\mathbf{B})dV\,, \tag{4.11}$$

$$\text{а не}\ \underset{\Theta}{J}^{\mu\nu} = 2\int x^{[\mu}\Theta^{\nu]\alpha}dV_\alpha\,, \quad \text{т.е.} \quad \underset{\Theta}{\mathbf{J}} = \int \mathbf{r}\times(\mathbf{E}\times\mathbf{B} - \mathbf{A}\,\mathbf{j})dV\,. \tag{4.12}$$

2. Главным недостатком является отсутствие спина, $\underset{st}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = 0$. Ни формула (4.11), ни (4.12) не содержат спиновых составляющих. В отличие от канонической пары, $\underset{c}{T}^{\lambda\mu}$, $\underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu}$, стандартная пара – вырождена: $\Theta^{\lambda\mu}$, $\underset{st}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = 0$. Стандартный тензор энергии-импульса не сопровождается тензором спина.

Вследствие отсутствия спина, стандартная электродинамика не удовлетворительна, например, при описании света круговой поляризации. Уравнения (4.11), (4.12) не объясняют, в частности, результат эксперимента Бета. Из-за нулевого спина плоская волна круговой поляризации не содержит спина вообще, в прямом противоречии с квантовой теорией.

5. Тензор спина электродинамики

Процедура Белинфанте-Розенфельда [8, 9], превращающая канонические тензоры в стандартные, является попыткой получить тензор Максвелла из лагранжевого формализма. Однако теперь мы должны осознать, что это невозможно. Во всяком случае, процедура Белинфанте-Розенфельда не годится для этого. Эта процедура дает нулевой спин, $\underset{st}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = 0$, и стандартный тензор энергии-импульса $\Theta^{\lambda\mu}$, который даже не симметричен. Эта процедура (4.6) – (4.8) выглядит:

$$\Theta^{\lambda\mu} = \underset{c}{T}^{\lambda\mu} + \underset{st}{t}^{\lambda\mu}, \qquad \underset{st}{t}^{\lambda\mu} = -\partial_\nu \underset{c}{\tilde{\Upsilon}}^{\lambda\mu\nu}/2 = \partial_\nu(A^\lambda F^{\mu\nu})\,, \tag{5.1}$$

$$\underset{st}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = \underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} + \underset{st}{s}^{\lambda\mu\nu} = 0, \quad \underset{st}{s}^{\lambda\mu\nu} = -\underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = 2A^{[\lambda}F^{\mu]\nu}. \tag{5.2}$$

Другой путь использования канонической пары $\underset{c}{T}^{\lambda\mu}, \underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu}$ предложен в [10 - 17]. Заметьте, что тензор Максвелла может быть получен прибавлением выражения

$$t^{\lambda\mu} = T^{\lambda\mu} - \underset{c}{T}^{\lambda\mu} = \partial_\nu A^\lambda F^{\mu\nu} \tag{5.3}$$

к каноническому тензору энергии-импульса $\underset{c}{T}^{\lambda\mu}$. И тут возникает вопрос, какое выражение $s^{\lambda\mu\nu}$, вместо $\underset{st}{s}^{\lambda\mu\nu}$, следует прибавить к каноническому тензору спина $\underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = -2A^{[\lambda}F^{\mu]\nu}$, чтобы превратить его в неизвестный тензор спина электродинамики $\Upsilon^{\lambda\mu\nu} = \underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} + s^{\lambda\mu\nu}$? Мы даем следующий ответ [10 - 17]: добавочные выражения $t^{\lambda\mu}$, $s^{\lambda\mu\nu}$ должны удовлетворять соотношению

$$\partial_\nu s^{\lambda\mu\nu} - 2t^{[\lambda\mu]} = 0, \text{ т.е. } \partial_\nu s^{\lambda\mu\nu} - 2\partial_\alpha A^{[\lambda}F^{\mu]\alpha} = 0. \tag{5.4}$$

Простое выражение

$$s^{\lambda\mu\nu} = 2A^{[\lambda}\partial^{\mu]}A^\nu \tag{5.5}$$

удовлетворяет соотношению (5.4). Таким образом, предлагаемый тензор спина имеет вид

$$2\underset{e}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = \underset{c}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} + s^{\lambda\mu\nu} = -2A^{[\lambda}F^{\mu]\nu} + 2A^{[\lambda}\partial^{\mu]}A^\nu = 2A^{[\lambda}\partial^{|\nu|}A^{\mu]}. \tag{5.6}$$

Этот результат был направлен в журнал «Письма в ЖЭТФ» 14 мая 1998 года

Выражение (5.6) получено эвристически. Оно не является окончательным. Тензор спина (5.6) очевидно не симметричен в смысле электро – магнитной симметрии. Он представляет только электрическое поле, $\mathbf{E}$, $\mathbf{A} = -\int \mathbf{E}dt$. Истинный тензор спина электромагнитных волн должен симметрично зависеть от магнитного векторного потенциала A_α и от электрического векторного потенциала

$$\Pi_\alpha = e_{\alpha\lambda\mu\nu}\Pi^{\lambda\mu\nu}, \quad \partial_\nu \Pi^{\lambda\mu\nu} = F^{\lambda\mu}. \tag{5.7}$$

Значит, тензор спина электромагнитных волн выглядит

$$\Upsilon^{\lambda\mu\nu} = \underset{e}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} + \underset{m}{\Upsilon}^{\lambda\mu\nu} = A^{[\lambda}\partial^{|\nu|}A^{\mu]} + \Pi^{[\lambda}\partial^{|\nu|}\Pi^{\mu]}, \tag{5.8}$$

и полный момент импульса имеет вид

$$J^{\lambda\mu} = \int (2x^{[\lambda}T^{\mu]\nu} + \Upsilon^{\lambda\mu\nu})dV_\nu, \text{ или } \mathbf{J} = \int \mathbf{r}\times(\mathbf{E}\times\mathbf{B})dV + \int \Upsilon^{ij0}dV, \tag{5.9}$$

вместо (4.11). Значит, момент импульса (4.11) является орбитальным моментом импульса, а не спином. Этот результат был направлен в журнал «ЖЭТФ» 27 января 1999 года

6. Объяснение результата Бета

Мы используем тензор спина (5.8) для объяснения результата опыта Бета. Ради краткости, будем рассматривать луч света как плоскую волну. Это возможно, поскольку вектор Пойнтинга равен нулю и пристеночные эффекты не существенны.

Для поля между полуволновой и четвертьволновой пластинами имеем из (3.1), (3.3), когда $u = 1$,

$$\underset{\rightarrow}{E} = \underset{\rightarrow}{E}_1 + \underset{\rightarrow}{E}_4 = \Re\{\exp[i(z-t+\phi)](\underset{\rightarrow}{\rho} + i\underset{\rightarrow}{\rho\,\phi}) + \exp[i(-z-t-\phi)](\underset{\rightarrow}{\rho} - i\underset{\rightarrow}{\rho\,\phi})\} =$$

$$= 2[\underset{\rightarrow}{\rho}\cos(z+\phi) - \underset{\rightarrow}{\rho\,\phi}\sin(z+\phi)]\cos t \tag{6.1}$$

$$\underset{\rightarrow}{A} = -\int \underset{\rightarrow}{E}\,dt = 2[\underset{\rightarrow}{\rho}\cos(z+\phi) - \underset{\rightarrow}{\rho\,\phi}\sin(z+\phi)](-\sin t) \tag{6.2}$$

Значит, электрическая часть тензорной плотности спина (5.8) однородна в пространстве, но пульсирует,

$$\underset{e}{\mathrm{Y}}\overset{\rho\phi z}{\wedge} = g^{\phi\phi}\sqrt{g}_{\wedge}(A_{[\rho}\partial_{|z|}A_{\phi]}) = 2\sin^2 t\,. \tag{6.3}$$

Вычисление магнитной части дает:

$$\underset{\rightarrow}{B} = \Re\{-i(\underset{\rightarrow}{\breve{E}}_1 + \underset{\rightarrow}{\breve{E}}_4)\} = \Im\{\underset{\rightarrow}{\breve{E}}_1 + \underset{\rightarrow}{\breve{E}}_4\} = 2[-\underset{\rightarrow}{\rho}\cos(z+\phi) + \underset{\rightarrow}{\rho\,\phi}\sin(z+\phi)]\sin t\,, \tag{6.4}$$

$$\underset{\rightarrow}{\Pi} = \int \underset{\rightarrow}{B}\,dt = 2[\underset{\rightarrow}{\rho}\cos(z+\phi) - \underset{\rightarrow}{\rho\,\phi}\sin(z+\phi)]\cos t\,, \quad \underset{m}{\mathrm{Y}}\overset{\rho\phi z}{\wedge} = g^{\phi\phi}\sqrt{g}_{\wedge}(\Pi_{[\rho}\partial_{|z|}\Pi_{\phi]}) = 2\cos^2 t\,. \tag{6.5}$$

Поэтому полная плотность потока спина постоянна от t и z,

$$\mathrm{Y}\overset{\rho\phi z}{\wedge} = \underset{e}{\mathrm{Y}}\overset{\rho\phi z}{\wedge} + \underset{m}{\mathrm{Y}}\overset{\rho\phi z}{\wedge} = 2\,. \tag{6.6}$$

Аналогичное вычисление для области перед пластинкой дает

$$\mathrm{Y}\overset{\rho\phi z}{\wedge}|_{\text{before}} = -2\,. \tag{6.7}$$

Это означает, что для использованного направления круговой поляризации полная плотность потока спина к полуволновой пластинке равна -4 при отсутствии потока энергии! Этот результат согласуется с (1.1).

Другие применения тензора спина (5.8) представлены в [15 - 17] и на сайте, www.sciprint.org.

Результаты (5.6), (5.8) были отклонены более 300 раз научными журналами. Например (я указываю в скобках примерное число отклонений): Письма в ЖЭТФ (8), ЖЭТФ (13), ТМФ (10), УФН (9), Известия вузов (70), AJP (16), EJP (4), EPL (5), PRA (3), PRD (4), PRE (2), APP (5), FP (6), PLA (9), OC (2), JPA (4), JPB (1), JMP (4), JOPA (1), JMO (1), CJP (1), OL (1), NJP (2), MPEJ (3), arXiv (70). В частности, зам. Главного редактора ЖЭТФ, Э. А. Маныкин сообщил 4 ноября 2004 г. решение Бюро редколлегии ЖЭТФ: «Редколлегия вынуждена отклонить статьи «Проблемы тензоров энергии-импульса и спина в электромагнетизме», «Угловое распределение момента импульса поля вращающегося диполя», «Экспериментальная проверка электродинамики Максвелла», «Поглощение света в диэлектрике», «Поглощение света в электропроводящей среде» так как их содержание не соответствует современному состоянию науки». Возникает вопрос, редакция защищает корпоративные интересы или не понимает, что публикация означает пересмотр тысяч статей и монографий?

Я глубоко благодарен профессору Robert H. Romer за публикацию моего вопроса [18] и профессору Timo Nieminen за содержательную дискуссию (Newsgroups: sci.physics.electromag).

Список литературы

1. Beth R. A. Direct detection of the angular momentum of light. // Physical Review. – 1935, **48.-** p.471

2. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. – М.: ИЛ, 1956.- 451 с.

3. Джексон Дж. Классическая электродинамика. - М.: Мир, 1965.- 524 с.

4. Darvin C.G. //Proc. Roy. Society. – 1932, A**136.-** p.36.

5. Humblet J. // Physica. – 1943, **10**.- p.585.

6. Ohanian H.C. What is spin? // American Journal of Physics. – 1986, **54**.- p.500.

7. Simmonds J.W. and Gutman M.J. States, Waves and Photons. – Mass.: Addison - Wesiey, Reading, 1970.- 456 p.

8. Belinfante F.J. // Physica. - 1939, v. 6.- p. 887.

9. Rosenfeld L. Sur le tenseur d'impulsion-energie. // Memoires de l'Academie Royale des Sciences de Belgiques. – 1940, v. 18, No 6.

10. Khrapko R. I. Experimental verification of Maxwellian electrodynamics. // Measurement Techniques – 2003, **46**, No. 4.- p.317.

11. Храпко Р.И. Экспериментальная проверка электродинамики Максвелла.// Измерительная техника. – 2003, № 4.- с.3-5.

12. R.I. Khrapko. True energy-momentum tensor are unique. Electrodynamics spin tensor is not zero. – http://arXiv.org/abs/physics/0102084.

13. R.I. Khrapko. Violation of the gauge equivalence. – http://arXiv.org/abs/physics/0105031.

14. R.I.Khrapko. The Beth's experiment is under review. - mp_arc@mail.ma.utexas.edu REQUEST: send papers NUMBER: 03-307

15. R.I.Khrapko. Radiation of spin by a rotator. - mp_arc@mail.ma.utexas.edu REQUEST: send papers NUMBER: 03-315

16. R.I.Khrapko. A circularly polarized beam carries the double angular momentum. - mp_arc@mail.ma.utexas.edu REQUEST: send papers NUMBER: 03-311

17. Khrapko R.I. Classical spin in space with and without torsion. //Grav. & Cosml. – 2004, **10.-** p.91.

18. Khrapko R.I. Does plane wave not carry a spin? //Amer. J. of Physics. – 2001, **69.-** p.405.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

Храпко Радий Игоревич, доцент кафедры физики Московского авиационного института (Государственного технического университета), к.ф.-м.н. E-mail: *khrapko_ri@hotmail.com*

121433, Москва, Б. Филевская, 43 – 92, т. 1446312

The Beth experiment is under review

R. I. Khrapko

It is shown that the modern Maxwell electrodynamics cannot explain the result of the Beth experiment. So, the modern electrodynamics is not complete. A spin tensor is used for an explanation of the experiment. It is shown that this tensor completes the Maxwell electrodynamics. A theory of the Beth's experiment is presented.