

Спиновый момент импульса дипольного излучения

Р. И. Храпко

Показано, что угловое распределение потока момента импульса, исходящего от вращающегося электрического диполя, имеет максимум в плоскости вращения диполя. Сделан вывод об орбитальном характере этого момента импульса. Утверждается, что кроме этого потока существует поток спина, направленный перпендикулярно плоскости вращения, туда, куда направлено излучение круговой поляризации. Для расчета потока спина использованы выражения, отсутствующие в современной электродинамике. Этим подчеркивается, что современная электродинамика не полна.

1. Поле вращающегося диполя

Мы рассматриваем электромагнитное поле вращающегося электрического диполя. В волновой зоне это поле совпадает с дипольным излучением атома при изменении квантового числа

$$\Delta m = \pm 1 \quad [1].$$

Как известно [1, 2, 3], в случае единичного диполя, вращающегося с угловой скоростью ω в плоскости xu , среднее по времени угловое распределение потока энергии вдоль радиуса в таком поле, то есть угловое распределение мощности, дается формулой:

$$\langle dP^0 \rangle / dt = \langle T_{\wedge}^{10} \rangle da_{\wedge}^1 = \langle T_{\wedge}^{10} \rangle d\theta d\varphi^{\wedge} = \omega^4 (\cos^2 \theta + 1) d\Omega / 32\pi^2. \quad (1)$$

Здесь используются сферические координаты, $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$, с метрическим тензором

$$g_{11} = 1, \quad g_{22} = r^2, \quad g_{33} = r^2 \sin^2 \theta, \quad \sqrt{g_{\wedge}} = r^2 \sin \theta.$$

$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ - элемент телесного угла. $d\theta d\varphi^{\wedge} = da_{\wedge}^1$ - радиальная координата элемента

сферической поверхности da_{\wedge}^k , который является ковекторной плотностью. Мы применяем знак

\wedge на уровне нижних (верхних) индексов для обозначения плотности веса +1 (-1).

$\langle T_{\wedge}^{10} \rangle$ -- усредненное по времени значение координаты тензорной плотности энергии-импульса.

$\langle dP^0 \rangle$ -- усредненная по времени инфинитезимальная энергия, то есть нулевая координата вектора энергии-импульса.

Излучение поляризовано по эллипсу с отношением длин полуосей, равным

В частности, излучение в направлении оси z поляризовано по кругу, а излучение в экваториальной плоскости плоско поляризовано [1, 2]. Это представлено на рисунке, взятом из [1], справа (b). Слева для сравнения приведена поляризация и диаграмма направленности излучения осциллирующего диполя.

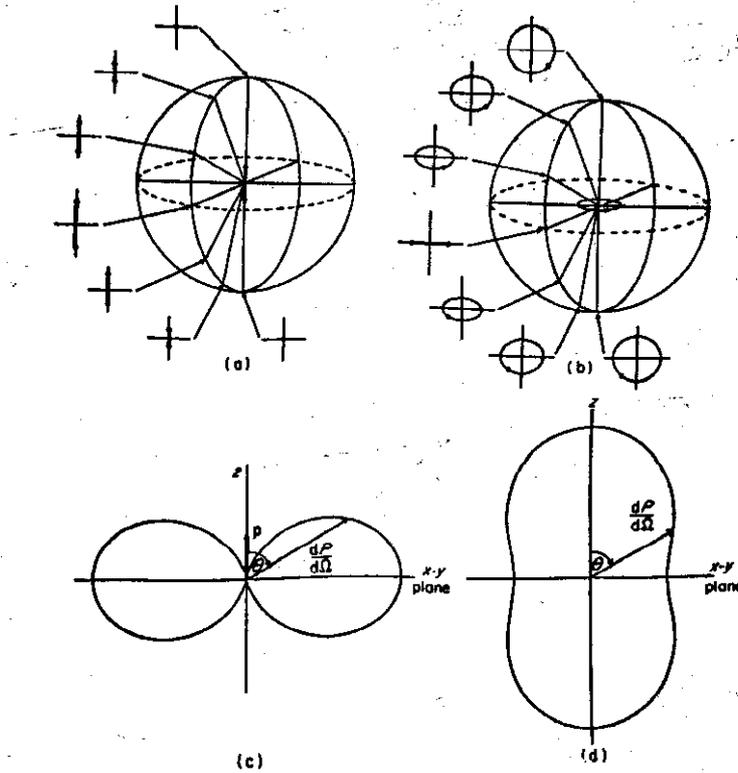


FIG. 13. The angular distribution and the polarization for electric dipole radiation. [Adapted from Corney, A. (1977). "Atomic and Laser Spectroscopy." Oxford University Press, Oxford.]

Кроме энергии, рассматриваемое поле содержит момент импульса, потому что не равна нулю орбитальная координата $\langle T_{\wedge}^{30} \rangle$ вектора Пойнтинга $\langle T_{\wedge}^{i0} \rangle$. Другими словами, через площадку, расположенную в плоскости 12, то есть в плоскости $r\theta$, наблюдается поток энергии $dP^0 / dt = \langle T_{\wedge}^{30} \rangle da_{\wedge}^{\wedge}$. Иначе можно сказать, что в инфинитезимальном объеме dV^{\wedge} содержится орбитальная координата импульса $dP^3 = \langle T_{\wedge}^{03} \rangle dV^{\wedge}$. Эту величину обычно используют для подсчета момента импульса поля. В декартовых координатах, что обычно подразумевается, интегрирование тензоров не вызывает трудностей:

$$L^j = \int r^{[i} \langle T_{\wedge}^{0j]1} \rangle dV^{\wedge} .$$

При векторных обозначениях это выражение выглядит [4, 5]

$$\mathbf{L} = \int [\mathbf{r}[\mathbf{E}\mathbf{H}]]dV . \quad (3)$$

Следует, однако, интересоваться немного другой величиной. Имеет значение не количество момента импульса, содержащееся в поле, а поток момента импульса относительно оси z вдоль радиуса. Этот поток определяется координатой T_{\wedge}^{13} плотности энергии-импульса [3]:

$$\langle T_{\wedge}^{13} \rangle = r^{-2} \omega^3 \sin \theta / 16\pi^2 .$$

Угловое распределение потока момента импульса относительно оси z вдоль радиуса, то есть угловое распределение момента силы относительно оси z , дается формулой [3]:

$$d\tau_z^* = dL_z^* / dt = r^1 \langle T_{\wedge}^{13} \rangle da_1^{\wedge} \hat{z}^2 \varepsilon_{132} \sqrt{g_{\wedge}} = \omega^3 \sin^2 \theta d\Omega / 16\pi . \quad (4)$$

Здесь r^1 -- координата радиус-вектора, \hat{z}^2 -- координата единичного вектора, направленного вдоль оси z [3],

$$\hat{z}^i = \{ \hat{z}^1 = \cos \theta, \quad \hat{z}^2 = -\sin \theta, \quad \hat{z}^3 = 0 \} .$$

$d\tau_z^*$ -- псевдо скаляр момента силы, а dL_z^* -- псевдо скаляр момента импульса относительно оси z .

dL_z^* получается следующим образом. Инфинитезимальный импульс, прошедший через площадку da_1^{\wedge} , то есть $dP^j = \langle T_{\wedge}^{ij} \rangle da_1^{\wedge} dt$, векторно умножается на радиус-вектор для получения момента импульса, $dL^j = 2r^{li} dP^{j1} = 2r^{li} \langle T_{\wedge}^{ij1} \rangle da_1^{\wedge} dt$, а затем проецируется на ось z для получения тривектора момента импульса относительно оси z ,

$$dL_z^{ijk} = 6r^{li} \langle T_{\wedge}^{ij} \rangle da_1^{\wedge} \hat{z}^{k1} dt .$$

Этот тривектор, однако, нельзя интегрировать по поверхности при использовании криволинейных координат. Поэтому, при желании получить интегральный момент импульса, следует дуализировать инфинитезимальный тривектор с помощью антисимметричной псевдоплотности $\varepsilon_{ijk} \sqrt{g_{\wedge}}$. Так получается dL_z^* из формулы (4).

Интегрируя формулу (4), получаем поток момента импульса относительно оси z вдоль радиуса:

$$dL_z^* / dt = \int \omega^3 \sin^2 \theta d\Omega / 16\pi = \omega^3 / 6\pi . \quad (5)$$

2. Распределение момента импульса противоречит поляризации волн

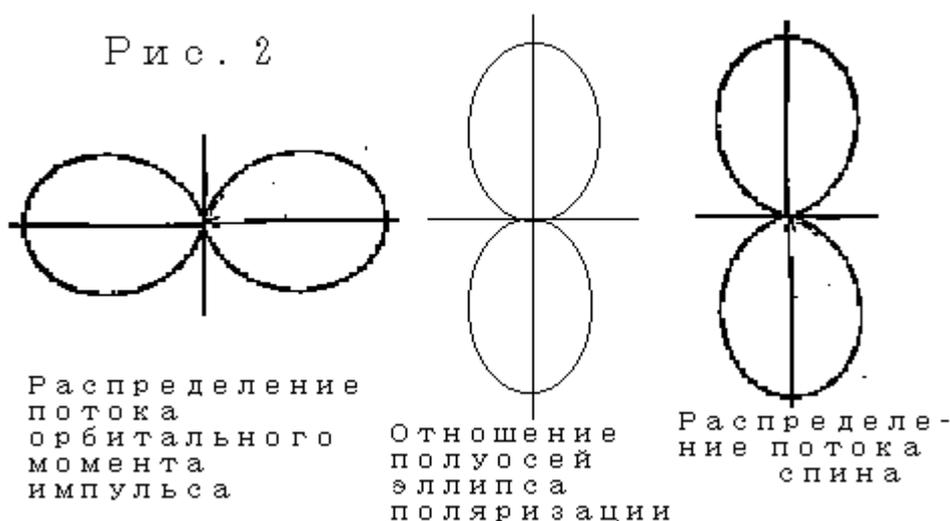
В этом месте мы должны обратить внимание на существенную проблему. Согласно формуле (4), момент импульса будет получать главным образом экваториальная часть пространства, расположенная вблизи плоскости вращения диполя и освещаемая, согласно (2), светом эллиптической или плоской поляризации. Полярные области, расположенные вблизи оси z , будут

обеднены моментом импульса, хотя они интенсивно освещаются светом поляризации близкой к круговой. Между тем Р. Фейнман, рассказывая о спине фотонов, наглядно показывает [6], как при поглощении волны круговой поляризации поглощающая среда получает совместно момент импульса и энергию в соотношении $1/\omega$, пропорционально поглощающей площади.

На наш взгляд, это показывает, что момент импульса (5), получаемый экваториальными областями и рассчитанный по формуле (4), является орбитальным моментом импульса, не связанным со спином электромагнитного поля. И он не исчерпывает действительность. Этот момент импульса вообще, возможно, имеет не волновое происхождение, ибо $[\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}]$ не обязательно имеет волновую природу.

В действительности полярные области, освещенные светом круговой поляризации, на наш взгляд, будут получать в значительном количестве момент импульса спинового происхождения. Однако для расчета этого момента импульса, по нашему мнению, необходимо ввести тензор спина электромагнитных волн, который в стандартной электродинамике равен нулю.

Сравнение диаграмм направленности потоков орбитального момента импульса и спина с распределением поляризации излучения представлено на Рис. 2.



Проблема поведения мишени, поглощающей излучение круговой поляризации, отражена в публикации [7].

3. Тензоры энергии-импульса и спина

Как неоднократно указывалось [3, 8 – 11], канонические тензоры энергии-импульса и спина, получаемые, например, из лагранжиана $\Lambda = -F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} / 4$, именно,

$$T_c^{\gamma\alpha} = -F^{\gamma\mu} \partial^\alpha A_\mu + g^{\alpha\gamma} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} / 4, \quad Y_c^{\gamma\alpha\beta} = -2A^{[\alpha} F^{\beta]\gamma}$$

не имеют отношения к физической реальности и не могут быть использованы для нахождения истинных тензоров энергии-импульса и спина. Истинные тензоры должны приводить к экспериментально наблюдаемым значения 4-импульса dP^α и 4-спина $dS^{\alpha\beta}$ по формулам

$$dP^\alpha = T^{\gamma\alpha} dV_\gamma, \quad dS^{\alpha\beta} = Y^{\gamma\alpha\beta} dV_\gamma,$$

Истинный тензор энергии-импульса электродинамики, которым является тензор Максвелла-Минковского

$$T^{\gamma\alpha} = -F^{\gamma\mu} F^{\alpha\nu} g_{\mu\nu} + g^{\alpha\gamma} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} / 4,$$

получен как обобщение экспериментальных данных. Единственный теоретический способ получения этого тензора заключается в варьировании лагранжиана по метрическому тензору в пространстве Минковского. Однако эта возможность представляется нам необъяснимой случайностью, ибо никакого тензора спина, например, нельзя получить аналогичной вариацией по кручению ни для электромагнитного поля, ни для поля, заведомо обладающего спином в пространстве Минковского, поскольку в пространстве Минковского и даже в римановом пространстве тензоры кручения и конторсии тождественно равны нулю, в отличие от метрического тензора.

В результате, в стандартной электродинамике полагают, что тензор спина равен нулю,

$$Y^{\gamma\alpha\beta} = 0,$$

и, следовательно, полярные области в рассмотренном дипольном излучении не получают момента импульса (но получают энергию).

4. Тензор спина электродинамики.

Между тем, в работах [3, 8 – 11] (см. так же *Примечания*) было предложено и обсуждалось следующее ковариантное выражение для тензорной плотности 4-спина электродинамики

$$Y_{\alpha\mu\nu} = 2A_{[\mu} \nabla_{|\alpha|} A_{\nu]}, \quad (6)$$

в котором магнитный векторный потенциал удовлетворяет условию Лоренца

$$\partial_\mu (A_\nu g^{\mu\nu} \sqrt{g_\wedge}) = \nabla_\mu (A_\nu g^{\mu\nu} \sqrt{g_\wedge}) = 0$$

Мы теперь используем это выражение для расчета потока спина в рассмотренном выше электромагнитном поле. Начнем с расчета электрического и магнитного полей [3]. Мы воспользуемся точным выражением из учебника [12], формула (141.10), учитывая используемую систему единиц:

$$4\pi D^i = 3p^k r_k r^i / r^5 - p^i / r^3 + 3\dot{p}^k r_k r^i / r^4 - \dot{p}^i / r^2 + \ddot{p}^k r_k r^i / r^3 - \ddot{p}^i / r,$$

$$4\pi B_{ik} = 2\dot{p}_{[i} r_{k]} / r^3 + 2\ddot{p}_{[i} r_{k]} / r^2.$$

В качестве дипольного момента p^i мы возьмем единичный вращающийся вектор в комплексной форме, так что $\mathbf{p} = \Re\{0, p^x, p^y\}$. В декартовых координатах его компонентами будут $p^x = e^{i\omega t}$, $p^y = -ie^{i\omega t}$, а в сферических координатах он выглядит

$$p^i = \{\sin \theta, (\cos \theta) / r, -i / (r \sin \theta)\} e^{i(\omega t - \varphi)}.$$

Использование этих формул дает:

$$D^1 = 2(1/r^3 + i\omega/r^2) \sin \theta \cdot e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi,$$

$$D^2 = -(1/r^4 + i\omega/r^3 - \omega^2/r^2) \cos \theta \cdot e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi,$$

$$D^3 = (i/r^4 - \omega/r^3 - i\omega^2/r^2) \cdot e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi \sin \theta,$$

$$B_{12} = \cos \theta \cdot (-i\omega/r + \omega^2) e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi, \quad B_{31} = \sin \theta \cdot (\omega/r + i\omega^2) e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi, \quad B_{23} = 0.$$

Опуская векторные индексы электрической индукции, получаем напряженность поля:

$$E_1 = 2(1/r^3 + i\omega/r^2) \sin \theta \cdot e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi,$$

$$E_2 = (-1/r^2 - i\omega/r + \omega^2) \cos \theta \cdot e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi,$$

$$E_3 = (i/r^2 - \omega/r - i\omega^2) \sin \theta \cdot e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi.$$

Мы полагаем, что $A_0 = \varphi = 0$. Поэтому $A_i = -\int E_i dt = iE_i / \omega$.

$$A_1 = (2i/\omega r^3 - 2/r^2) \sin \theta \cdot e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi,$$

$$A_2 = (-i/\omega r^2 + 1/r + i\omega) \cos \theta \cdot e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi,$$

$$A_3 = (-1/\omega r^2 - i/r + \omega) \sin \theta \cdot e^{i\omega(t-r) - i\varphi} / 4\pi.$$

Легко проверить, что $2\partial_{[i} A_{j]} = B_{ij}$ и $\partial_i (A_k g^{ik} \sqrt{g_\wedge}) = 0$.

При вычислении ковариантных производных используются коэффициенты связности.

$$\Gamma_{22}^1 = -r, \quad \Gamma_{33}^1 = -r \sin^2 \theta, \quad \Gamma_{33}^2 = -\sin \theta \cdot \cos \theta, \quad \Gamma_{23}^3 = \cos \theta / \sin \theta, \quad \Gamma_{12}^2 = \Gamma_{13}^3 = 1/r$$

Согласно формуле со стр. 151 монографии [2] получаем (черта означает комплексное сопряжение):

$$\langle Y_{123} \rangle = \Re\{\bar{A}_{[2} \nabla_{|1]} A_{3]}\} = (2\omega/r^2 - \omega^3) \cos \theta \cdot \sin \theta,$$

$$\langle Y_{131} \rangle = \Re\{\bar{A}_{[3} \nabla_{|1]} A_{1]}\} = (\omega/r^3) \sin^2 \theta.$$

Угловое распределение потока спина относительно оси z вдоль радиуса дается формулой, аналогичной формуле (4):

$$dS_z^* / dt = \langle Y_{\wedge}^{1ij} \rangle da_1^{\wedge} \hat{z}^k \varepsilon_{ijk} \tilde{\varepsilon}_{\wedge} \sqrt{g_{\wedge}} + \langle Y_{\wedge}^{123} \rangle da_1^{\wedge} \hat{z}^1 \varepsilon_{231} \tilde{\varepsilon}_{\wedge} \sqrt{g_{\wedge}} + \langle Y_{\wedge}^{131} \rangle da_1^{\wedge} \hat{z}^2 \varepsilon_{312} \tilde{\varepsilon}_{\wedge} \sqrt{g_{\wedge}}. \quad (7)$$

Поэтому предстоит преобразование $Y_{ijk} \rightarrow Y_{\wedge}^{ijk}$, во время которого надо учитывать, что Y_{ijk} является координатой 4-тензора спина $Y_{\alpha\beta\gamma}$. Это означает необходимость использовать в этом месте метрику пространства Минковского (так же обстоит дело и с тензором энергии-импульса):

$$g_{00} = 1, \quad g_{11} = -1, \quad g_{22} = -r^2, \quad g_{33} = -r^2 \sin^2 \theta.$$

В результате мы получаем угловое распределение потока спина относительно оси z вдоль радиуса. Оно, оказывается, состоит из двух слагаемых, соответствующих плотностям спина Y_{\wedge}^{123} и Y_{\wedge}^{131} :

$$dS_z^* / dt = [(\omega^3 - 2\omega/r^2) \cos^2 \theta \cdot \sin \theta + (\omega/r^2) \sin^3 \theta] d\theta d\varphi / 16\pi^2 \quad (8)$$

Главная часть потока не зависит от радиуса и имеет максимум в полярной области:

$$\omega^3 \cos^2 \theta \cdot \sin \theta d\theta d\varphi / 16\pi^2.$$

Интегрирование этого выражения дает излучаемый диполем поток спина относительно оси z:

$$dS_z^* / dt = \iint \omega^3 \cos^2 \theta \cdot \sin \theta d\theta d\varphi / 16\pi^2 = \omega^3 / 12\pi. \quad (9)$$

Он оказывается вдвое меньше, чем поток (5), который мы воспринимаем как поток орбитального момента импульса, однако плотность потока вдоль оси z, $\omega^3 / 16\pi^2$, находится в должном для фотонов соотношении с плотностью потока энергии, $\omega^4 / 16\pi^2$.

Оставшиеся два члена формулы (8),

$$[(-2\omega/r^2) \cos^2 \theta \cdot \sin \theta + (\omega/r^2) \sin^3 \theta] d\theta d\varphi / 16\pi^2,$$

описывают интересное явление. Кроме потока (9), уходящего на бесконечность, вблизи вращающегося диполя циркулирует замкнутый поток спина, который направлен наружу в экваториальной области, но целиком возвращается обратно в полярной области:

$$\iint [(-2\omega/r^2) \cos^2 \theta \cdot \sin \theta + (\omega/r^2) \sin^3 \theta] d\theta d\varphi / 16\pi^2 = 0.$$

Это - своеобразное крутящее напряжение в электромагнитном поле.

Общий поток энергии, исходящий от диполя, получается интегрированием выражения (1).

Для его компенсации в стационарном случае к вращающемуся диполю должен быть приложен момент силы τ_z , удовлетворяющий уравнению

$$\tau_z \omega = dP^0 / dt = \int \omega^4 (\cos^2 \theta + 1) d\theta / 32\pi^2 = \omega^4 / 6\pi. \quad (10)$$

Естественно, этот же момент силы компенсирует исходящий от диполя поток орбитального момента импульса (5):

$$\tau_z = dL_z^* / dt = \int \omega^3 \sin^2 \theta d\theta / 16\pi = \omega^3 / 6\pi.$$

Что касается потока спина, то, по-видимому, его источником являются спины электронов, оси z.

Другими словами, вращающийся диполь намагничивается.

Мы должны здесь отметить, что мощность излучения вращающегося диполя (10), $dP^0 / dt = \omega^4 / 6\pi$, совпадает, после умножения на 4π , с мощностью, приведенной на с. 228 в [2]. Эта мощность вдвое больше, чем мощность излучения такого же осциллирующего диполя (формула (141.16) из [12]). К сожалению, в классической монографии [13] в этом вопросе допущена ошибка. Там написано, что в обоих случаях излучаемая мощность равна $\omega^4 / 12\pi$ (формула (2.74)).

5. Симметричный тензор спина

Электродинамика, вообще говоря, несимметрична. Магнитная индукция замкнута, а напряженность магнитного поля имеет источник: электрический ток. В четырех мерном виде это выглядит так:

$$\partial_{[\alpha} F_{\beta\gamma]} = 0, \quad \partial_{\nu} F_{\wedge}^{\mu\nu} = j_{\wedge}^{\mu}$$

(наше определение тензора $F_{\beta\gamma}$ отличается от стандартного знаком). Поэтому существует магнитный векторный потенциал, но, вообще говоря, не существует электрический векторный потенциал. Однако, при отсутствии токов симметрия восстанавливается, можно ввести *электрический тривекторный потенциал* $\Pi_{\wedge}^{\mu\nu\alpha}$, удовлетворяющий соотношению

$$\partial_{\alpha} \Pi_{\wedge}^{\mu\nu\alpha} = F_{\wedge}^{\mu\nu},$$

а так же дуальный к нему ковариантный псевдо вектор

$$\Pi_{\beta}^* = \varepsilon_{\beta\mu\nu\alpha}^{\sim} \Pi_{\wedge}^{\mu\nu\alpha}$$

являющийся аналогом магнитного векторного потенциала. Мы назовем его *электрическим векторным потенциалом*. Он удовлетворяет соотношениям:

$$\partial_0 \Pi_i^* = -H_i^*, \quad H_i^* = \varepsilon_{ijk}^{\sim} B_{mn} g^{mj} g^{nk} \sqrt{g_{\wedge}}$$

Симметрия электродинамики заставляет нас предложить симметричное выражение для тензора спина, состоящее из двух частей, электрической и магнитной:

$$Y_{\alpha\mu\nu} = A_{[\mu} \nabla_{|\alpha|} A_{\nu]} + \Pi_{[\mu}^* \nabla_{|\alpha|} \Pi_{\nu]}^*. \quad (11)$$

При вычислении магнитной части, $\Pi_{[\mu}^* \nabla_{|\alpha|} \Pi_{\nu]}^*$, мы воспользуемся выражениями для B_{12} , B_{31} и повторим вычисления, проделанные для электрической части, $A_{[\mu} \nabla_{|\alpha|} A_{\nu]}$. Получим:

$$\Pi_1^* = 0, \quad \Pi_2^* = (i/r - \omega) e^{i\omega(t-r) - i\varphi}, \quad \Pi_3^* = (i\omega + 1/r) \cos \theta \sin \theta e^{i\omega(t-r) - i\varphi}.$$

$$\langle \Pi_{[2}^* \nabla_{|\alpha|} \Pi_{3]}^* \rangle = -(\omega^3 \cos \theta \sin \theta) / 2.$$

Таким образом, выражения для тензора спина (6) и (11) дают одинаковое значение потока спина, уходящего на бесконечность, однако только электрическая часть содержит замкнутую часть потока.

Выражение (11) для тензора спина успешно использовано в работе [11].

Примечания

Материал настоящей работы содержится в следующих статьях, направленных в следующие журналы (все статьи были отклонены или проигнорированы):

"Угловое распределение момента импульса вращающегося диполя". *Известия вузов. Физика* (22.05.00), *ЖЭТФ* (22.05.00), *ТМФ* (29.05.00), *УФН* (31.05.00).

"Проблемы тензоров энергии-импульса и спина в электромагнетизме". *УФН* (12.01.00), *Известия вузов. Физика* (16.02.00), *ТМФ* (18.02.00), *ЖЭТФ* (13.04.00).

"Спин и орбитальный момент - это одно и то же?". *УФН*(25.02.99), *ЖЭТФ* (25.02.99), *ТМФ* (25.02.99), *Известия вузов. Физика* (15.10.99).

"Тензор спина электромагнитного поля". *Письма в ЖЭТФ* (14.05.98), *ЖЭТФ* (27.01.99), *ТМФ* (29.04.99), *Известия вузов. Физика* (18.05.99).

"Is true energy-momenyuum tensor not unique?". *American Journal of Physics* (15.09.99, #11159)

Список литературы

1. Meyers R.A. Encyclopedie of Physics Science and Technology, v. 2. – N.Y.: AP, 1987.- 702 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. - М.: Наука, 1973.- 504 с.
3. Р.И. Храпко. Плотность спина электромагнитных волн. - <http://www.mai.ru> Труды МАИ, вып. 3.
4. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. – М.: Наука, 1969.- 485 с.
5. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. – М.: ИЛ, 1956.- 451 с.
6. Фейнман Р. и др.. Фейнмановские лекции по физике. Т. 8,9. - М.: Мир, 1978. - 524 с.
7. Khrapko R.I. Does plane wave not carry a spin? // *American Journal of Physics*. – 2001, **69**.- с.405.
8. Храпко Р.И. Истинные тензоры энергии-импульса и спина среды однозначны.// Теоретические и экспериментальные проблемы общей теории относительности и гравитации. X Российская гравитационная конференция, Владимир. 1999: Тез. докл. - Москва, 1999. - с.47.
9. Р.И. Храпко. Истинный тензор энергии-импульса однозначен. - <http://www.mai.ru> Труды МАИ, вып. 2.
10. R.I. Khrapko. True energy-momentum tensor are unique. Electrodynamics spin tensor is not zero. – <http://ru.arXiv.org/abs/physics/0102084>.
11. R.I. Khrapko. Violation of the gauge equivalence. – <http://ru.arXiv.org/abs/physics/0105031>.
12. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 3. - М.: Наука, 1996.- 320 с.
13. Corney A. Atomic and Laser Spectroscopy. – Oxford: Oxford University Press, 1977.- 521 с.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

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