

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

535.131

О МОМЕНТЕ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

К. С. Вульфсон

К настоящему времени анализу момента количества движения излучения, его экспериментальному исследованию, возможностям практического использования связанных с ним эффектов пока еще уделяется сравнительно мало внимания. Между тем рассмотрение этого круга вопросов началось уже давно и представляет несомненный интерес.

Вскоре после создания теории Максвелла было показано, что в переменном электромагнитном поле возникают пондеромоторные силы. П. Н. Лебедев своими классическими опытами доказал, что свет оказывает давление на тело, на которое он падает, т. е. обладает кроме энергии еще и импульсом. За несколько лет до опытов Лебедева в 1897 году профессор университета в г. Тарту Садовский¹ высказал утверждение, что циркулярно-поляризованный свет должен обладать потоком момента количества движения (МКД). Первоначально теория Садовского встретила возражения со стороны Шапошникова², рассматривавшего бесконечно протяженную плоскую волну. Но затем в работах Абрагама³, Эпштейна⁴ и Эренфеста⁵ было показано, что реальная коллимированная циркулярно-поляризованная квазиплоская волна должна обладать МКД. Примерно через сорок лет, в 1935-1936 годах, Холборн в Англии⁶ и группа физиков Принстонского университета во главе с Бетом⁷ при консультации А. Эйнштейна экспериментально доказали наличие МКД у циркулярно-поляризованного света. В⁷ циркулярно-поляризованная волна дважды пропусклась через пластинку в полволны. Эта пластинка могла поворачиваться вокруг оси световой волны, приобретала после прохождения света МКД, пропорциональный числу прошедших в единицу времени фотонов. Эти чрезвычайно тонкие опыты не только подтвердили гипотезу Садовского, но и позволили с точностью ~10% определить величину постоянной Планка. В опытах Бета направление МКД совпадает с направлением распространения световой волны. В методическом отношении, однако, вопросам анализа МКД в известной степени не повезло. При ясности исходных принципов теории электромагнитного поля, детальнейшей проработке многих ее разделов в литературе по МКД встречаются неполнота, неточности, а иногда и ошибочные высказывания: так, например, в известном курсе Поля⁸ содержится утверждение об обязательном совпадении МКД и направления распространения при любых условиях.

Ниже анализируются свойства МКД излучения и возможности его экспериментального исследования. Особое внимание обращено на тесную связь характера МКД с особенностями источника излучения и самого волнового процесса (наличием плоских или неплоских волн). Излучение может обладать как спиновым МКД, направленным вдоль направления распространения, так и орбитальным. В частности, при определенных условиях поток МКД может не совпадать по направлению с потоком вектора Пойнтинга S .

Рассмотрим сначала классическую трактовку проблемы. МКД излучения относительно данной точки O или данной оси определяется соотношением

$$\mathbf{M} = \frac{1}{c^2} \int [\mathbf{rS}] d\tau, \quad (1)$$

где r — радиус-вектор, $d\tau$ — элемент объема. Согласно определению $M \perp S$, и для неограниченной плоской волны, распространяющейся в направлении оси z , МКД отсутствует: $M_z = 0$. Однако для реальной плоской волны, ограниченной в пространстве (по осям x и y), это не так. Как показано в^{19,20}, конечный вклад в величину M_z вносит граничная область волнового пакета (выражение (1) может быть представлено в виде суммы трех интегралов, один из которых преобразуется в интеграл по поверхности, который и определяет величину M_z). Согласно циркулярно-поляризованная плоская волна, отличная от нуля только внутри цилиндра с произвольным радиусом R и осью z , обладает за счет поверхностного эффекта компонентой МКД

$$M_z = \pm \frac{U}{\nu}, \quad (2)$$

где

$$U = \frac{1}{8\pi} \int (E^2 + H^2) d\tau$$

— плотность энергии, ν — частота излучения. Таким образом, в классическом случае для плоской волны может возникать МКД как в направлении вектора Пойнтинга, так и в противоположном. Для сферических волн с центром в начале координат также можно выделить волны двух типов, соответствующих двум возможным поляризациям плоской волны и переходящих друг в друга при замене $E \rightarrow H$, $H \rightarrow -E$. Это волны электрического и магнитного мультипольного типа. Вместе с тем, в силу сферической симметрии, каждый тип волны, подобно уровням атомов, может дополнительно характеризоваться орбитальным числом l (мультипольность излучения) и его проекцией m . Числам l и m соответствуют сферические гармоники Y_{lm} , задающие угловые распределения интенсивности. Подробно мультипольные разложения по l , m рассмотрены в⁹.

МКД, теряемый излучателем (например атомом), находящимся в начале координат, воспринимается сферической волной, расходящейся от источника излучения. При этом для системы атом плюс поле выполняются условия сохранения МКД. Через любую сферическую поверхность, окружающую источник, проходит суммарный момент, испущенный атомом. Хотя при возрастании радиуса сферы R абсолютная величина плотности МКД стремится к нулю, одновременно соответственно возрастает область интегрирования. Величина полного МКД, прошедшего через сферическую поверхность, конечна и согласно прямому расчету^{3,10} дается выражением (2). Для плоской волны поперечная компонента МКД (с $M_z = 0$) отсутствует в силу калибровочной инвариантности теории. Эта компонента существовала бы, если бы фотон имел конечную массу покоя, а значит, и три независимые поляризационные состояния. Однако, в отличие от плоской волны, в общем случае неплоских волн продольную составляющую поля, вообще говоря, нужно рассматривать. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Излучение какого-либо источника уносит с собой в общем случае потоки энергии, импульса и МКД. Особенности формирования потока МКД удобно рассмотреть на примере излучения ротатора.

Как отмечал еще Зоммерфельд¹⁰, задача об излучении ротатора сводится к рассмотрению обычного дипольного излучения. Поле ротатора можно трактовать как сложение полей двух диполей, взаимно перпендикулярных и сдвинутых по фазе (или трех взаимно перпендикулярных диполей для трехмерного ротатора). Формулы дипольного излучения для общего случая произ-

вольной неплоской волны (когда даже на небольших участках поле нельзя рассматривать как плоскую волну) приведены в ¹¹:

$$\mathbf{H}_\omega = ik [\mathbf{d}_\omega \mathbf{n}] \left(\frac{ik}{R_0} - \frac{1}{R_0^2} \right) \exp(ikR_0), \quad (3)$$

$$\mathbf{E}_\omega = \left\{ \mathbf{d}_\omega \left(\frac{k^2}{R_0} + \frac{ik}{R_0^2} - \frac{1}{R_0^3} \right) + \mathbf{n} (\mathbf{n} \mathbf{d}_\omega) \left(\frac{k^2}{R_0} - \frac{3ik}{R_0^2} + \frac{3}{R_0^3} \right) \right\} \exp(ikR_0); \quad (4)$$

здесь \mathbf{E}_ω и \mathbf{H}_ω — фурье-компоненты напряженностей электрического и магнитного поля, k — волновой вектор, \mathbf{d} — дипольный момент, $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$, R — радиус-вектор в точку пространства из начала координат, где расположен излучатель. На расстояниях, малых по сравнению с длиной волны ($kR_0 \ll 1$), можно пренебречь членами $\sim 1/R_0$ и $1/R_0^2$, тогда

$$\mathbf{E}_\omega = \frac{1}{R_0^3} [3\mathbf{n} (\mathbf{d}_\omega \mathbf{n}) - \mathbf{d}_\omega]$$

соответствует статическому полю диполя, магнитное поле в этом приближении отсутствует. При анализе электромагнитного излучения на расстояниях, больших по сравнению с длиной волны, обычно пренебрегается членами $\sim 1/R_0^2$ и $\sim 1/R_0^3$ и возникает стандартное выражение поля в волновой зоне

$$\mathbf{E}_\omega = \frac{k^2}{R_0} [\mathbf{n} [\mathbf{d}_\omega \mathbf{n}]] \exp(ikR_0), \quad \mathbf{H}_\omega = -\frac{k^2}{R_0} [\mathbf{d}_\omega \mathbf{n}] \exp(ikR_0).$$

В обоих предельных случаях малых и больших R_0 не учитываются члены $\sim 1/R_0^2$ в \mathbf{E}_ω . Между тем, как указал Гайтлер ⁹, они играют принципиальную роль, определяя МКД в случае сферической волны. Подчеркнем, что для сферических волн с особенностью в начале координат имеется составляющая электрического вектора E_R вдоль направления вектора Пойнтинга. В этом случае

$$M_z = \frac{1}{4\pi c} \int d\tau R (E_R H_z - E_z H_R).$$

Соотношение (2) сохраняется. Конечный вклад в M_z обусловлен промежуточной областью, где $E_R \sim 1/R_0^2$ и $H \sim 1/R_0$ (для магнитного мультиполя $E \sim 1/R_0$, $H \sim 1/R_0^2$).

Итак, если в соответствии со сказанным выше пренебречь членами высшего порядка в \mathbf{H}_ω (порядка $\sim 1/R_0^2$) и в \mathbf{E}_ω ($\sim 1/R_0^2$), то остаются члены $\sim 1/R_0$ в \mathbf{H}_ω и $\sim 1/R_0$, $\sim 1/R_0^2$ в \mathbf{E}_ω .

Через \mathbf{E} и \mathbf{H} определяется поток вектора Пойнтинга $d\mathbf{S}$ через площадку $R^2 d\Omega$ (Ω — телесный угол)

$$d\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} 2 \operatorname{Re} [\mathbf{E} \mathbf{H}^*] R^2 d\Omega \quad (5)$$

и поток МКД через площадку $R^2 d\Omega$

$$d\mathbf{M} = \frac{1}{4\pi} 2 \operatorname{Re} [\mathbf{R} [\mathbf{E} \mathbf{H}^*]] R^2 d\Omega = \frac{1}{c} [\mathbf{R} \mathbf{S}] R^2 d\Omega. \quad (6)$$

Подставляя в (5), (6) значения \mathbf{E} и \mathbf{H} из (3) и (4) и сохраняя лишь отмеченные выше члены, получаем

$$d\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} 2 \operatorname{Re} \left\{ -k^4 |[\mathbf{d}^* \mathbf{n}]|^2 \mathbf{n} + \frac{2ik^3}{R} [\mathbf{d}^* (\mathbf{n} \mathbf{d}) - (\mathbf{n} \mathbf{d}) (\mathbf{n} \mathbf{d}^*) \mathbf{n}] \right\} d\Omega, \quad (7)$$

$$d\mathbf{M} = \frac{k^3}{\pi} \operatorname{Re} \{ i (\mathbf{n} \mathbf{d}) (\mathbf{n} \mathbf{d}^*) \} d\Omega. \quad (8)$$

Рассмотрим ротатор в плоскости x, y (рис. 1). Для вращающегося диполя можно записать выражение

$$\mathbf{d} = \mathbf{d}_0 (\mathbf{e}_x \cos \omega t + \mathbf{e}_y \sin \omega t); \quad (9)$$

здесь \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y (и \mathbf{e}_z) — единичные векторы. Пусть $d = d_0 \exp(-i\omega t)$, тогда

$$\mathbf{d} = d_0 (\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y). \quad (10)$$

Для наглядности вычислим $d\mathbf{S}$ и $d\mathbf{M}$ для \mathbf{n} , лежащего в плоскости x, y (см. рис. 1). Подставляя (10) в формулы (7), (8), получаем:

$$d\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} k^2 d_0^2 \mathbf{n} d\Omega, \quad (11)$$

$$d\mathbf{M} = \frac{k^3}{\pi} d_0^3 \mathbf{e}_z d\Omega. \quad (12)$$

Как видим, здесь $d\mathbf{S}$ направлено по \mathbf{n} , а $d\mathbf{M}$ направлено по \mathbf{e}_z , т. е. в данном

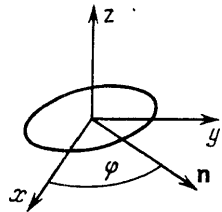


Рис. 1. Излучение в плоскости ротатора

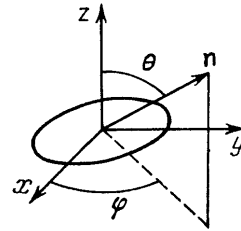


Рис. 2. Излучение ротатора в произвольном направлении

случае они образуют прямой угол между собой. Здесь выполняется и соотношение (2). ($d\mathbf{S}$ и $d\mathbf{M}$ не зависят от φ и по φ может быть выполнено интегрирование.) Аналогичным образом могут быть вычислены $d\mathbf{S}$ и $d\mathbf{M}$ для произвольного направления \mathbf{n} (рис. 2). В общем случае

$$d\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} k^2 d_0^2 (1 + \cos^2 \theta) d\theta \cdot \mathbf{n}, \quad (13)$$

$$d\mathbf{M} = \frac{k^3}{\pi} d_0^3 \sin^2 \theta d\theta \cdot \mathbf{e}_z. \quad (14)$$

Для полного потока при интегрировании по телесному углу получаем $S = 4ck^2 d_0^3/3$, $M_z = 4k^3 d_0^3/3$, т. е. выполняется общее соотношение (2). Итак, потоки МКД и энергии могут образовывать угол между собой в любом участке сферической волны, генерируемой ротатором. Это справедливо не только для ближнего, но и для дальнего поля. Подчеркнем, однако, что в последнем случае предполагается, что сферическая волна распространяется в некотором постоянном телесном угле. Если по мере удаления от источника сохранять площадку регистрации излучения, а значит, уменьшать телесный угол, то мы в пределе приходим к обычной плоской волне, не содержащей продольной компоненты поляризации, и никакого угла между \mathbf{M} и \mathbf{S} возникнуть не может.

Рассмотрим квантовую трактовку проблемы МКД излучения. Так же как и в классике, рассмотрение безграничного плоского фотона не имеет смысла, поскольку волновая функция нормируется на произвольно большой, но конечный объем. В квантовой механике импульс фотона и его МКД описываются некоммутирующими операторами. А значит, состояния фотона с определенным МКД не обладают определенным импульсом, и наоборот. Поэтому плоская волна может иметь только спиновый момент. Согласно⁹ ограниченная плоская циркулярно-поляризованная волна, распространяющаяся вдоль оси z цилиндра произвольного радиуса, несет с собой момент $M_z = \pm U/v$. Если $E = h\nu$, то $M_z = \pm h$, т. е. каждому плоскому циркулярно-поляризованному фотону соответствует спин 1, причем спиновая составляющая направлена вдоль волнового вектора (равна ± 1). Поперечная составляющая спина отсутствует в силу калибровочной инвариантности. Если плоская

волна характеризуется величинами P_x, P_y, P_z , то цилиндрическая и сферическая — соответственно $P_x, M_x, U; M_y, M_z, U$.

Для сферической волны необходимо наряду с собственным моментом фотона учитывать и его орбитальный момент. В квантовом случае для МКД сферических фотонов выполняются соотношения $M^2 = \hbar l(l+1)$, $M_z = \hbar m$. В задаче об излучении ротатора момент по оси возникает именно потому, что волна сферическая, а не плоская. В такой волне импульс не определен. Часть этой волны, вырезанная телесным углом $\Delta\Omega$, несет момент лишь постольку, поскольку учитывается ее отличие от плоской. В этих условиях может существовать угол между \mathbf{S} и \mathbf{M} . Он обусловлен в конечном счете наличием продольной составляющей электромагнитного поля, которую мы не можем отбрасывать в той мере, в какой существует отступление от плоской волны. В целом для квантового и классического описания МКД излучения характерно полное соответствие, обусловленное целочисленностью спина фотона.

Методические трудности и ошибки при анализе проблемы МКД были связаны в начальный период со своего рода абсолютизацией неограниченных плоских волн, а затем главным образом с отдельным рассмотрением ближней и дальней зоны. Как уже отмечалось, в формировании МКД существенную роль играет промежуточная зона. Поэтому для последовательного анализа МКД излучения целесообразно либо рассматривать систему источник — излучение в целом, либо прямо учитывать продольную компоненту поля, обусловленную отступлением от плоской волны.

Анализ неплоских волн влечет за собой необходимость обобщения обычной концепции параметров Стокса при анализе поляризационных состояний. Впервые на необходимость такого обобщения для неплоских волн было указано Романом¹² и Баракатом¹³. В общем случае описание свойств электромагнитных волн с помощью параметров Стокса оказывается уже недостаточным. Как известно, для плоской волны параметры Стокса s_0, s_1, s_2, s_3 полностью задают поляризационное состояние и легко определяются экспериментально. Для квазимонохроматической плоской волны, распространяющейся в направлении z ,

$$\begin{aligned} s_0 &= \langle a_1^2 \rangle - \langle a_2^2 \rangle, & s_1 &= \langle a_2^2 \rangle - \langle a_1^2 \rangle, \\ s_2 &= 2 \langle a_1 a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle, & s_3 &= 2 \langle a_1 a_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle, \end{aligned} \quad (15)$$

где a_1, a_2 — мгновенные амплитуды двух взаимно перпендикулярных компонент E_x и E_y , φ_1 и φ_2 — их фазы. Параметры Стокса экспериментально определяются измерениями интенсивности $I(\chi, \delta)$ в направлении световой волны, образующей угол χ с осью Ox (δ — запаздывание y -компоненты):

$$\begin{aligned} s_0 &= I(0^\circ, 0) + I(90^\circ, 0), \\ s_1 &= I(0^\circ, 0) - I(90^\circ, 0), \\ s_2 &= I(45^\circ, 0) - I(135^\circ, 0), \\ s_3 &= I\left(45^\circ, \frac{\pi}{2}\right) - I\left(135^\circ, \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned} \quad (16)$$

Параметр s_0 соответствует полной интенсивности света, а параметр s_3 — разности интенсивностей света, прошедшего через прибор, пропускающий колебания с правой круговой поляризацией, и света, прошедшего через прибор, пропускающий колебания с левой круговой поляризацией (т. е. МКД плоской волны). Для параметров Стокса выполняется соотношение $s_0 = s_1 + s_2 + s_3$. Поляризационное состояние волны изображается точкой на сфере $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = \text{const}$ (сфере Пуанкаре). Параметры Стокса могут быть записаны и непосредственно через проекции E_x и E_y комплексного вектора электромагнитной волны:

$$\begin{aligned} s_0 &= \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle, & s_1 &= \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle, \\ s_2 &= 2 \text{Re} \langle E_x E_y^* \rangle, & s_3 &= 2 \text{Im} \langle E_y^* E_x \rangle. \end{aligned} \quad (17)$$

Для ковариантного описания поляризационных свойств плоского светового луча оказывается более удобным использовать вместо 4-х действительных параметров Стокса 2×2 -матрицу (матрицу некогерентности)

$$R_2 = \begin{vmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{vmatrix} = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^3 s_i \sigma_i, \quad (18)$$

где σ_i — матрицы Пауля. Для анализа поляризационных характеристик e помощью матрицы когерентности используются группы вращения (SU_2) и группа Лоренца.

В отличие от плоской волны, где имеются лишь две поперечные компоненты электрического поля E_x, E_y , в общем случае неплоской волны необходимо учитывать продольную компоненту E_z . Тогда вместо 2×2 -матрицы когерентности, описывающей плоскую волну, записывается 3×3 -матрица

$$R_3 = \begin{vmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle & \langle E_x E_z^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle & \langle E_y E_z^* \rangle \\ \langle E_z E_x^* \rangle & \langle E_z E_y^* \rangle & \langle E_z E_z^* \rangle \end{vmatrix} = \sum_{i=1}^8 r_i \rho_i. \quad (19)$$

Здесь девять величин r_i являются обобщенными параметрами Стокса. 3×3 -матрицы ρ_i являются базисными, аналогично матрицам Паули. Их явное выражение приведено в¹². Обобщенные параметры Стокса могут быть выражены через мгновенные амплитуды a_i и фазы φ_i компонент E_i :

$$\begin{aligned} r_0 &= 2 \langle a_2^2 \rangle, & r_1 &= \langle a_2^2 \rangle - \langle a_3^2 \rangle, & r_2 &= 2 \langle a_1 a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle, \\ r_3 &= 2 \langle a_1 a_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle, & r_4 &= \langle a_1^2 \rangle + \langle a_3^2 \rangle - 2 \langle a_2^2 \rangle, \\ r_5 &= 2 \langle a_1 a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle - 2 \langle a_2 a_3 \cos(\varphi_2 - \varphi_3) \rangle, \\ r_6 &= 2 \langle a_1 a_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \rangle - 2 \langle a_2 a_3 \sin(\varphi_2 - \varphi_3) \rangle, \\ r_7 &= 2 \langle a_1 a_3 \cos(\varphi_1 - \varphi_3) \rangle, & r_8 &= 2 \langle a_1 a_3 \sin(\varphi_1 - \varphi_3) \rangle. \end{aligned} \quad (20)$$

Эти девять величин, обобщающих параметры Стокса, являются в общем случае независимыми и образуют полную систему. Продольная компонента E_z является выделенной, \mathbf{E} и \mathbf{H} согласно (3)–(4) неэквивалентны. Для \mathbf{H} учитывались члены $\sim 1/R_0$, для \mathbf{E} — члены $\sim 1/R_0$ и $\sim 1/R_0^2$. Итак, в общем случае квазимонохроматической неплоской волны для получения ее полной поляризационной характеристики необходимо в принципе экспериментальное измерение всех девяти обобщенных параметров Стокса. В отличие от плоских волн, где поляризационные измерения носят, согласно формуле (16), очень простой характер, здесь задача становится нетривиальной. Это касается, в частности, измерений в низкочастотном диапазоне, где приближение плоской волны становится неприменимым. Для конкретного получения матричных элементов матрицы когерентности могут быть использованы измерения МКД и его угла с вектором Пойнтинга. Как уже отмечалось, параметр Стокса s_3 соответствует МКД, аналогично через МКД могут быть определены и параметры r_3, r_6, r_8 . Все это делает актуальной задачу определения возможностей и эффективности измерений МКД для неплоских волн.

Измерения такого рода фактически проводились уже давно. В частности, следует отметить эксперименты Горожанкина^{14,15} и Лертеса¹⁶. В работе Горожанкина использовались магнитные диполи, питаемые переменным током с частотой 0,5 МГц и сдвигом фазы в 90° . Создаваемое диполями вращающееся электромагнитное поле приводило во вращение ротор, укрепленный в агатовых подпятниках. В работе Лертеса вращающееся электромагнитное поле создавалось двумя электрическими диполями, образованными двумя конденсаторами, силовые линии которых были расположены взаимно перпендикулярно в горизонтальной плоскости. К конденсаторам подводилось переменное напряжение со сдвигом фаз в 90° . В плане пластины конденсато-

ров образовывали как бы квадрат. Опыты проводились с частотами $\omega = 4,62 \cdot 10^7$, $\omega = 1,75 \cdot 10^8$ и $\omega = 4,48 \cdot 10^8$. Между обкладками конденсаторов помещались стеклянная ампула емкостью $\sim 100 \text{ см}^3$, подвешенная на тонкой нити. Ампула заполнялась различными полярными жидкостями. При подаче напряжения на пластины конденсаторов ампула закручивалась на определенный угол. Опыт был поставлен с целью проверки теории Дебая полярных жидкостей.

Авторы этих работ не обратили внимания на то обстоятельство, что в их опытах поток энергии вращающегося электромагнитного поля распространялся не параллельно оси вращения. По существу эти опыты показывают наличие перпендикулярной импульсу компоненты МКД в ближнем поле.

Для исследования МКД излучения с длиной волны порядка 1–1,5 см предлагается следующая схема эксперимента (рис. 3).

Индикатором МКД является легкое металлическое кольцо (1), хорошо поглощающее излучение указанных длин волн. Кольцо подвешено на тонкой кварцевой нити (2). В центре его расположены два скрещенных под прямым углом диполя (3' и 3''), питаемых от одного генератора со сдвигом фазы в $\pm 90^\circ$. Кварцевая нить скрепляется с кольцом с помощью трех отростков (2', 2'', и 2'''). К кварцевой нити прикреплено небольшое зеркальце (4), позволяющее наблюдать и измерять углы поворота кольца. Для повышения чувствительности этого устройства можно, во-первых, как это делалось в опытах Бета, использовать явление резонанса, меняя сдвиг фазы с $+90^\circ$ на -90° с частотой раскачивания кольца; во-вторых, применить фотооптический метод измерения малых углов поворота зеркальца¹⁷. Таким путем можно регистрировать углы поворота зеркальца на небольшие доли угловой секунды. Для исключения всякого рода помех целесообразно весь прибор поместить в вакуум, что должно устранить радиометрические воздействия. Кольцевая форма приемника должна исключить влияние давления света на его вращение.

Рассмотренные экспериментальные методы определения вектора МКД дают возможность получения данных по обобщенным параметрам Стокса для неплоских волн. Отметим, что при низких частотах МКД при заданной мощности будет относительно больше, чем при высоких. Другими словами, обсуждаемые эффекты реализуются в электромоторе переменного тока, где вращающееся электромагнитное поле, создаваемое статором, передает свой МКД ротору. Поэтому вопросы, связанные с исследованием МКД излучения, могут представить непосредственный интерес, например, при рассмотрении воздействия низкочастотного излучения на биологические объекты и распространения волны через гиротропные среды, при анализе длинноволнового излучения магнитосферы, лежащего в области от долей герца до сотен герц. Для таких частот вся Земля является ближней зоной. Существен также вопрос разработки конкретных экспериментальных методик для измерения обобщенных параметров Стокса (или, другими словами, обобщенных поляризационных состояний для неплоских волн)^{19,20}. На этой основе может быть получена дополнительная информация об источнике по сравнению с данными измерений поляризации плоских волн. Как показал проведенный выше анализ и приведенные схемы экспериментов, существенную роль здесь должны играть измерения МКД электромагнитных волн¹⁸.

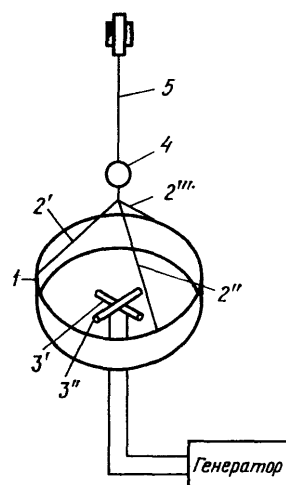


Рис. 3. Принципиальная схема измерения МКД в диапазоне УВЧ.

1 — приемное кольцо — индикатор МКД; 2, 2', 2'' — подвесы кольца; 3', 3'' — диполи; 4 — зеркальце для наблюдения поворота приемного кольца; 5 — кварцевая нить

В заключение выражаю искреннюю признательность Б. М. Болотовскому, И. И. Собельману, Л. А. Шелепину за неоднократные ценные обсуждения, способствовавшие прояснению проблемы.

Для меня является приятным долгом отметить, что изложенные в настоящей статье идеи возникли при изучении книги «Оптика» моего научного руководителя глубокоуважаемого акад. Г. С. Ландсберга.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Садовский А. И. // ЖРФХО. Ч. физ. 1897. Т. 9. С. 82.
2. Шапошников К. // Ann. d. Phys. 1914. Bd 43. S. 473.
3. Abraham M. // Phys. Zs. 1914. Bd 15. S. 914.
4. Epstein P. S. // Ann. d. Phys. 1914. Bd 44. S. 593.
5. Эренфест П. // ЖРФХО. Ч. физ. 1911. Т. 43. С. 17.
6. Holborn A. H. S. // Nature. 1936. V. 137. P. 31.
7. Beth V. A. // Phys. Rev. 1935. V. 48. P. 471; 1936. V. 50. P. 115.
8. Поль Р. В. // Оптика и атомная физика. — М.: Наука, 1966. — С. 472.
9. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. — М.: ИЛ, 1956.
10. Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. — М.: Гостехиздат, 1956. — Т. I. С. 556.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: Физматгиз, 1960.
12. Roman P. // Nuovo Cimento. 1959. V. 13. P. 974.
13. Вагакат R. // J. Opt. Soc. Amer. 1963. V. 53. P. 317.
14. Горожанкин В. Н. // ЖТФ. 1948. Т. 10. С. 1258.
15. Горожанкин В. Н. // Тр. МФТИ. 1962. № 8. С. 3.
16. Lertes P. // Zs. Phys. 1921. Bd 6. P. 56.
17. Дитчберн Р. Физическая оптика. — М.: Мир, 1965.
18. Вульфсон К. С. Депонированные статьи: № 3794-83, 4771-83, 4772-83. — М.: ВИНТИ АН СССР, 1983.
19. Darwin C. G. // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1932. V. 136. P. 36.
20. Humblet J. // Physica. 1943. V. 10. P. 585.