

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НА ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТАХ

О. С. ЕРИЦЯН, Г. С. КРИНЧИК

Результаты ряда магнитооптических экспериментов [1—3] могут быть объяснены на основе понятия магнитной восприимчивости на оптических частотах. В частности, из результатов работы [1] следует, что область применимости уравнения Ландау—Лифшица [4] простирается до оптической области. С другой стороны, в [5] (§ 60) доказано, что магнитная восприимчивость теряет смысл при высоких частотах, когда нельзя пренебрегать током поляризации по сравнению с током $\text{crot } \mathbf{M}$, где $\mathbf{M}$ — плотность магнитного момента (магнитный момент единицы объема).

Ниже высказываются некоторые соображения в пользу сохранения магнитной восприимчивости в оптической области частот.

1. Понятие магнитного момента единицы объема, с которым и связано понятие магнитной восприимчивости, вводится в [5] (§ 27) следующим образом. Если ток через любое полное поперечное сечение тела равен нулю, то плотность тока может быть представлена в виде ротора некоторого вектора $\mathbf{M}$:

$$\rho \mathbf{v} = \text{crot } \mathbf{M}. \quad (1)$$

Тогда полный магнитный момент $\mathbf{J}$ тела, равный, по определению, интегралу

$$\mathbf{J} = \frac{1}{2c} \int [\mathbf{r} \rho \mathbf{v}] dV, \quad (2)$$

совпадает с интегралом

$$\mathbf{J}_1 = \int \mathbf{M} dV. \quad (3)$$

Равенством

$$\frac{1}{2c} \int [\mathbf{r} \rho \mathbf{v}] dV = \int \mathbf{M} dV \quad (4)$$

и устанавливается, что $\mathbf{M}$ представляет собой плотность магнитного момента. Так как в (4) ток $\rho \mathbf{v}$ имеет вид (1), то $\mathbf{M}$ является плотностью магнитного момента, созданного токами, не переносящими заряд через поперечное сечение тела. Если кроме таких токов имеются и конвекционные токи*, переносящие заряд (а именно, ток $\partial \mathbf{P} / \partial t$ и ток проводимости $\mathbf{j}$),

* К магнитному моменту, созданному такими токами, понятие плотности, по-видимому, не применимо.

то соотношение (1) не будет иметь места, и, следовательно, нарушится равенство (4), основанное на (1). Нарушение равенства (4) будет означать, что правая часть равенства (4) представляет собой не полный магнитный момент тела, а его часть, в соответствии с тем, что $c \operatorname{rot} \mathbf{M}$ будет в таком случае представлять собой не полный ток, а его часть. Между тем в [5] (§ 60) выполнение (4) считается условием сохранения смысла $\mathbf{M}$. На основании этого требования утверждается, что при высоких частотах, когда условие

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \ll c \operatorname{rot} \mathbf{M} \quad (5)$$

не выполняется, величина $\mathbf{M}$ теряет смысл.

Однако равенство (4) может нарушаться и в случае постоянных магнитных полей, когда ток имеет вид [5] (§ 29)

$$\overline{\rho \mathbf{v}} = c \operatorname{rot} \mathbf{M} + \mathbf{j}. \quad (6)$$

Невыполнение (4) в данном случае не означает, что величина $\mathbf{M}$ теряет смысл, а означает, что условие (1) выполнения равенства (4) не имеет места. Аналогичным образом если

$$\overline{\rho \mathbf{v}} = c \operatorname{rot} \mathbf{M} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \quad (7)$$

то из-за невыполнения условия (1) несправедливо требовать соблюдения равенства (4). Поэтому ограничение (5) на частоты, при которых величина $\mathbf{M}$ сохраняет смысл, по-видимому, надо снять. При этом условие применимости макроскопического подхода (малость атомных размеров по сравнению с длиной волны), конечно, остается.

2. Сохранение смысла величины $\mathbf{M}$ (и вместе с ней смысла магнитной восприимчивости) при наличии токов поляризации и проводимости предполагает возможность разделения тока $c \operatorname{rot} \mathbf{M}$ в полном токе

$$\overline{\rho \mathbf{v}} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + c \operatorname{rot} \mathbf{M}. \quad (8)$$

Магнитный момент образца с объемом ΔV в общем случае имеет вид

$$\Delta \mathbf{J} = \frac{1}{2c} \int \left[\mathbf{r} \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right) \right] dV + \int \mathbf{M} dV. \quad (9)$$

Во внешнем однородном магнитном поле $\mathbf{H}$ образец испытывает вращающий момент $[\Delta \mathbf{J} \mathbf{H}]$, состоящий из двух частей, одна из которых (обусловленная конвекционными токами) меняет знак при замене $\mathbf{r}$ на $-\mathbf{r}$, а другая (обусловленная токами $c \operatorname{rot} \mathbf{M}$) не меняет знака. Это различие и дает возможность разделить последний ток от конвекционных токов, что необходимо для сохранения смысла $\mathbf{M}^*$.

* Это различие может проявляться и в том, испытывает ли образец силу, сообщающую поступательное движение, или нет.

Разделение вкладов токов $\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$ и $\text{crot} \mathbf{M}$ производится и в оптике. Оно сводится к определению диэлектрической и магнитной восприимчивостей в отдельности. Последняя задача, как известно, в оптике решается однозначно.

Заметим, что как в оптике, так и в случае рассмотренного выше образца в магнитном поле конвекционные токи $\mathbf{j}$ и $\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$ фигурируют вместе. Оба эти тока дают вклад в диэлектрическую проницаемость. Ток же $\text{crot} \mathbf{M}$ дает вклад в магнитную проницаемость.

Авторы выражают глубокую благодарность Б. М. Болотовскому и М. И. Каганову за полезные беседы и ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет
Московский государственный
университет

Поступила 21.II.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Кринчик, М. В. Чёткин. ЖЭТФ, 38, 648 (1960); 41, 673 (1961).
2. Г. С. Кринчик, Г. М. Нурмухамедов. ЖЭТФ, 47, 779 (1964).
3. В. В. Дружнин и др. Письма ЖЭТФ, 22, 282 (1976).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Phys. Zs. der S. U., 8, 153 (1935).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, ГИФМЛ, М., 1959.

ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԹԱՓԱՆՑԵԼԻՈՒԹՅՈՒՆԸ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ
ՀԱՃԱՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ

Հ. Ս. ԵՐԻՏՅԱՆ, Գ. Ս. ԿՐԻՆՉԻԿ

Քննարկված է օպտիկական տիրույթում մագնիսական թափանցելիության խմառտի հարցը:

THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AT OPTICAL FREQUENCIES

H. S. ERITSYAN, G. S. KRINCHIK

The sense of magnetic susceptibility in optical frequency range is discussed.