



УДК 537.6+535

© 2010

И. В. Линчевский

Вращение плоскости поляризации электромагнитной волны в ферромагнетиках, индуцированное их деформацией

(Представлено академиком НАН Украины В. М. Локтевым)

Передбачена можливість керування кутом повороту площини поляризації електромагнітної хвилі, яка проходить крізь ферромагнетик, за рахунок його безпосереднього деформування, що є сутністю нового п'єзомагнітооптичного ефекту.

Продольный магнитооптический эффект Фарадея (ЭФ) заключается в том, что при распространении линейно поляризованного света через вещество, находящееся в магнитном поле, наблюдается вращение плоскости поляризации света на угол $\phi = \nu l B \cos \theta$, где ν — постоянная Верде; l — длина оптического пути; θ — угол между направлением распространения света и вектором индукции магнитного поля \vec{B} в веществе. В настоящее время в связи с открытием новых материалов (прежде всего, ферромагнетиков (ФМ), прозрачных в оптическом диапазоне длин волн [1, 2]) интерес к ЭФ значительно возрастает, так как он является удобным инструментом для исследования физических свойств самих ФМ. В частности, ЭФ можно использовать для визуального наблюдения ФМ доменов [3], изучения поведения намагниченности при различных типах воздействия на ФМ [4], а также для создания устройств оптоэлектроники на базе ЭФ. Упомянем и регистрацию малых — вплоть до 10^{-5} рад [5] углов поворота плоскости поляризации с помощью ячейки Фарадея, что делает привлекательным применение ЭФ для создания на базе оптически прозрачных ФМ в сочетании с элементами волоконной оптики различных типов датчиков магнитного поля, тока и т. п.

С другой стороны, известно, что механическое деформирование ФМ вызывает изменение их намагниченности. Этот эффект называют обратным магнитострикционным эффектом, или эффектом Виллари [6].

Возникает логичный вопрос — нельзя ли объединить оба эффекта для возможности управлять в одном образце углом поворота плоскости поляризации электромагнитной волны (ЭМВ), которая проходит через поляризованный ФМ путем его непосредственной деформации. Другими словами, необходимо установить, существует ли подобный эффект в ФМ, который вполне уместно будет назвать пьезомагнитооптическим эффектом (ПМОЭ).

Для описания изменения магнитного поля в ФМ обратимся к феноменологической теории магнитоэлектрических явлений [7]. В этой работе получены уравнения состояния деформируемого ФМ, которые учитывают анизотропию и нелинейность его магнитных свойств.

Предположим, что напряженность магнитного поля в ФМ содержит постоянную составляющую \vec{H}_0 и переменную $\vec{H}(t)$, т.е. $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}(t)$. Постоянная составляющая \vec{H}_0 необходима для первоначальной поляризации ФМ. Будем также полагать, что выполняется неравенство $|\vec{H}(0)| \gg |\vec{H}(t)|$. Из уравнений состояния среды с магнитоэлектрическими эффектами [6] можно вывести выражения, которые определяют физическое состояние ФМ сердечника в статическом и динамическом режимах, для постоянных и переменных величин, соответственно:

$$\sigma_{ij}^{(0t)} = c_{ijkl}u_{kl}^{(0)} - \frac{1}{2}m_{klij}H_0^{(i)}H_0^{(j)}, \quad (1)$$

$$B_0^{(i)} = m_{jikl}H_0^{(j)}u_{kl}^0 + \mu_{ij}H_0^j, \\ \sigma_{ij}(t) = c_{ijkl}u_{kl}(t) - m_{klij}H_0^{(i)}H_j(t), \quad (2) \\ B_i(t) = m_{jikl}H_0^{(j)}u_{kl}(t) + \mu_{ij}H_j(t).$$

Здесь σ_{ij} — компонента тензора результирующих механических напряжений; c_{ijkl} — компонента тензора модулей упругости размагниченного ФМ при постоянстве магнитного поля H ; $u_{k,l}$ — компонента тензора деформации ФМ; m_{jikl} — компонента тензора магнитоэлектрических констант; B_i — проекция вектора магнитной индукции; μ_{ij} — компонента тензора магнитной проницаемости в предположении постоянства деформации.

Уравнения (2) состояния среды можно представить с помощью тензора пьезомагнитных констант в виде

$$\sigma_{ij}(t) = c_{ijkl}u_{kl}(t) - m_{kij}H^{(k)}(t), \quad (3) \\ B_i(t) = m_{ikl}u_{kl}(t) + \mu_{ij}H^{(j)}(t),$$

где $m_{ikl} = m_{jikl}H_0^{(j)}$ — компоненты тензора пьезомагнитных констант в режиме постоянного подмагничивающего поля \vec{H}_0 .

Уравнения (3) описывают линейные относительно независимых переменных $H_i(t)$ и $u_{ij}(t)$ эффекты в поляризованном постоянным магнитным полем \vec{H}_0 ФМ. При этом уравнения (3) справедливы в частотном диапазоне от нуля до области, где справедливость квазистатического приближения нарушается.

Очевидно, что если рассматривать влияние деформации ФМ на поляризацию проходящей сквозь него ЭМВ, можно прийти к заключению, что на выходе из деформируемого ФМ произойдет поворот плоскости поляризации ЭМВ относительно первоначального положения на угол

$$\phi = \nu l (B_0^{(i)} + B_i(t)) \cos \theta = \nu L [m_{ikl}(u_{kl} + u_{kl}(t)) + \mu_{ij}(H_0^{(j)} + H_{(j)}(t))] \cos \theta. \quad (4)$$

Из (4) видно, что в поляризованном постоянным магнитным полем ФМ должен возникать дополнительный поворот плоскости поляризации ЭМВ, пропорциональный упругой

деформации образца. Можно отметить, что выражение (4) при отсутствии внешних механических напряжений превращается в выражение, определяющее известный продольный ЭФ.

Интересным и полезным с практической точки зрения может оказаться ПМОЭ в веществах без поляризующего внешнего магнитного поля \vec{H}_0 . Для этого надо предположить, что ФМ имеет изначальную намагниченность. Это возможно в двух случаях. В первом ФМ предварительно намагничивается и за счет остаточной индукции магнитного поля при механических деформациях модулируется внутреннее магнитное поле. Для реализации такого механизма ФМ должен иметь сильно выраженную анизотропию, поэтому ожидать существенного проявления ПМОЭ можно лишь при упругих энергиях, сопоставимых с энергией анизотропии. Этот вариант, на наш взгляд, малоперспективный.

Во втором случае намагниченность может возникать без внешнего подмагничивающего поля, т. е. в виде пьезомагнитного эффекта в кристаллах, обладающих магнитной структурой, в частности, в антиферромагнетиках (АФМ) [8]. В качестве подтверждения приведем результаты по измерению магнитного момента на АФМ образцах CoF_2 , где получен пьезомагнитный момент, пропорциональный сдвиговым напряжениям, вызывающим магнитный момент и соответственно появление вектора ФМ \vec{M} [9]. Таким образом, для АФМ можно ожидать поворот плоскости поляризации ЭМВ, благодаря упругим деформациям и в отсутствие внешнего магнитного поля \vec{H}_0 .

На практике к исследуемому образцу обычно прикладывают силу, создавая упругие напряжения σ_{ij} . Поэтому в первом приближении, пренебрегая магнитоэлектрическим вкладом в упругие напряжения, можно для простоты положить $\sigma_{ij}(t) \approx c_{ijkl}u_{kl}(t)$. Тогда зависимость динамической составляющей угла поворота плоскости поляризации $\phi(t)$ от соответствующей составляющей упругих напряжений $\sigma(t)$ при ПМОЭ примет вид:

$$\phi(t) = kl\sigma(t) \cos \theta, \quad (5)$$

где θ — угол между волновым вектором ЭМВ и поляризующим магнитным полем \vec{H}_0 либо направлением ФМ вектора \vec{M} (для слабых ФМ); k — постоянная ПМОЭ. Выражения (4) и (5) прямо свидетельствуют о возможности ПМОЭ в ФМ и АФМ.

На основании результатов экспериментальных работ [6] и [9] можно сказать, что ожидаемый нижний порог измеряемых упругих напряжений с помощью ПМОЭ составит величину порядка 10^5 Па.

В заключение заметим, что в практическом плане предсказанный ПМОЭ может иметь неоспоримые преимущества в устройствах для измерения постоянных и низкочастотных переменных давлений, где классические способы регистрации, основанные на эффекте Виллари и законе электромагнитной индукции, малоэффективны.

1. Кринчик Г. С., Четкин М. В. Прозрачные ферромагнетики // Усп. физ. наук. – 1969. – **98**, № 1. – С. 4–25.
2. Туров Е. А., Колчанов А. В., Меньшин В. В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. – Москва: Физматлит, 2001. – 560 с.
3. Соколов Б. Ю. Влияние низкосимметричных механических напряжений на магнитные свойства бората железа // Журн. теор. физики. – 2006. – **76**, № 5. – С. 56–61.
4. Стругацкий М. Б., Ягунов С. В., Наухацкий И. А. Намагничивание аксиально-напряженного монокристалла бората железа // Уч. зап. Таврич. нац. ун-та В. И. Вернадского. – Сер. Физика. – 2007. – **20(59)**, № 1. – С. 74–77.
5. Дерюгин И. А., Кузнецов Ю. А., Тронько В. Д. Фотоэлектрический поляриметр инфракрасного диапазона // Оптика и спектроскопия. – 1970. – **28**, № 2. – С. 415–418.

6. *Szewczyk R., Bienkowski A., Kolano R.* Influence of nanocrystalization on magnetoelastic Villari effect in $\text{Fe}_{73.5}\text{Nb}_3\text{Cu}_1\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ alloy // Cryst. Res. Technol. – 2003. – **38**, No 3. – P. 320–324.
7. *Власов К. Б.* Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнитострикционных) сред // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1957. – **21**, № 8. – С. 1140–1148.
8. *Тавгер Б. А.* Симметрия пьезомагнетизма антиферромагнетиков // Кристаллография. – 1958. – **3**, № 3. – С. 342–345.
9. *Боровик-Романов А. С.* Пьезомагнетизм в антиферромагнитных фторидах кобальта и марганца // ЖЭТФ. – 1958. – **36**, № 6. – С. 1954–1955.

НТУ України “Київський політехнічний інститут”

Поступило в редакцію 27.04.2010

I. V. Linchevskiy

Rotation of a plane of polarization of an electromagnetic wave in ferromagnetic, induced by their deformation

The opportunity to control a rotation angle of a plane of polarization of an electromagnetic wave which passes through a ferromagnetic, by its direct deformation is predicted. This makes essence of a new piezo-magneto-optical effect.