

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА СПИНОВЫХ ВОЛНАХ

Н. Н. Кирюхин, Ф. В. Лисовский и Г. В. Скобелин

Теоретически и экспериментально исследованы поляризационные характеристики дифракции света на волнах намагниченности. Расчет проведен с учетом магнитооптических констант первого и второго порядков,

В в е д е н и е

Ранее при изучении дифракции света на спиновых волнах в ферримагнитных кристаллах [1-6] было установлено, что поляризация дифрагированной волны света отличается от поляризации падающей волны. В частности, в работе [2] отмечалось, что при дифракции света на спиновой волне плоскость поляризации света всегда поворачивается на 90° . При этом при анализе поляризации в расчете учитывалась только магнитооптическая константа первого порядка.¹ Однако в ходе проведенных нами экспериментов было обнаружено, что связь между поляризациями падающей и дифрагированной волн носит более сложный характер. Расчет, выполненный с учетом магнитооптических констант первого и второго порядков, показал, что связь между поляризациями падающей и дифрагированной волн существенно зависит от соотношения между магнитооптическими константами.

Т е о р и я

Рассмотрим дифракцию света на волнах намагниченности в монокристалле кубического ферримагнетика (или ферромагнетика с коллинеарными подрешетками). Выберем систему координат (x, y, z) с осями, направленными по ребрам элементарной кубической ячейки. Пусть в кристалле, намагниченном вдоль оси z , параллельно намагниченности распространяется спиновая волна с компонентами намагниченности

$$m_x = am_z \cos(\Omega t - kz); \quad m_y = bm_z \sin(\Omega t - kz). \quad (1)$$

Коэффициенты a и b определяют эллиптичность спиновой волны; $m_x, m_y \ll m_z \approx 1$. Эллиптичность спиновых волн имеет место, если спиновая волна распространяется в направлении неколлинеарном намагниченности или (и) в случае отсутствия осевой симметрии у образца.

Пользуясь выражением для тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ кубического ферримагнетика [5, 7] и учитывая (1), можно написать выражение для добавки к тензору $\hat{\epsilon}$, ответственной за дифракцию,

$$\delta\hat{\epsilon} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & -iam_y + \beta_2 m_x \\ 0 & 0 & iam_x + \beta_2 m_y \\ iam_y + \beta_2 m_x & -iam_x + \beta_2 m_y & 0 \end{vmatrix}. \quad (2)$$

¹ Заметим, что магнитооптические константы первого и второго порядков уже учитывались ранее [5] при расчете интенсивности дифрагированной волны. В данной работе учитывается влияние константы второго порядка на поляризацию дифрагированной волны.

где α и β_2 — магнитооптические константы соответственно первого и второго порядков.

Если на образец параллельно оси y падает линейно поляризованная световая волна с электрическим вектором

$$E_0 = (e_x \cdot E_x + e_z \cdot E_z) e^{i(\omega_0 t - ky)}, \quad (3)$$

то в результате взаимодействия со спиновой волной в образце возникнет электрическая поляризация δP

$$\delta P = \delta \varepsilon E_0 = \begin{vmatrix} (-iam_y + \beta_2 m_x) E_z \\ (iam_x + \beta_2 m_y) E_z \\ (iam_y + \beta_2 m_x) E_x \end{vmatrix}. \quad (4)$$

Ограничиваясь случаем малых углов дифракции, когда можно пренебречь вкладом компоненты δP_y в дифрагированную волну E_{dx} , можно показать [1], что

$$E_x = Am_{\perp} \begin{vmatrix} (a\beta_2 + b\alpha) E_z \\ 0 \\ (a\beta_2 - b\alpha) E_x \end{vmatrix} \quad (5)$$

для стоксовой компоненты ($\omega_d = \omega_0 - \Omega$) и

$$E_x = Am_{\perp} \begin{vmatrix} (a\beta_2 - b\alpha) E_z \\ 0 \\ (a\beta_2 + b\alpha) E_x \end{vmatrix} \quad (6)$$

для антистоксовой компоненты ($\omega_d = \omega_0 + \Omega$). Коэффициент A учитывает результат интегрирования по объему взаимодействия и зависит от углов дифракции и размеров образца. Вводя углы $\psi = \arctg(E_z/E_x)$ и $\varphi = \arctg(E_{dx}/E_{dx})$ и пользуясь формулами (5) и (6), получим

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \arctg \left(\frac{a\beta_2 + b\alpha}{a\beta_2 - b\alpha} \operatorname{tg} \psi \right) \quad (7)$$

для стоксовой компоненты и

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \arctg \left(\frac{a\beta_2 - b\alpha}{a\beta_2 + b\alpha} \operatorname{tg} \psi \right) \quad (8)$$

для антистоксовой компоненты.

На рис. 1 представлены кривые $\varphi(\psi)$ для стоксовой компоненты, построенные по формуле (7). Видно, что форма кривых сильно зависит от соотношения величин $a\beta_2$ и $b\alpha$. При $a\beta_2/b\alpha = 0$ (например, если магнитооптическая константа второго порядка равна нулю) имеет место соотношение $\varphi = \pi/2 + \psi$, т. е. при дифракции происходит поворот плоскости поляризации на 90° . В общем случае при произвольном значении $a\beta_2/b\alpha$ зависимость $\varphi(\psi)$ становится нелинейной. В качестве примера укажем, что для железо-иттриевого граната, использовавшегося в наших экспериментах ($\alpha = 3.7 \cdot 10^{-4}$, $\beta_2 = -2.3 \cdot 10^{-4}$ по результатам наших измерений) в предположении круговой поляризации спиновой волны ($a=b$), получается $a\beta_2/b\alpha = -0.62$, $(a\beta_2 + b\alpha)/(a\beta_2 - b\alpha) = -0.23$ и зависимость сильно отличается от линейной. При $a\beta_2/b\alpha = \infty$, что соответствует случаю, когда преобладает вклад члена с магнитооптической константой второго порядка, имеет место зависимость $\varphi = \pi/2 - \psi$ (заметим, что аналогичная зависимость имеет место и для дифракции на поперечных упругих волнах). Если $a\beta_2/b\alpha = \pm 1$, то $\varphi = \pi/2$ для $a\beta_2 = b\alpha$, $\varphi = 0$ для $a\beta_2 = -b\alpha$, т. е. данное соотношение между величинами $a\beta_2$ и $b\alpha$ приводит к погашению одной из компонент дифрагированной волны E_{dx} или E_{dx} .

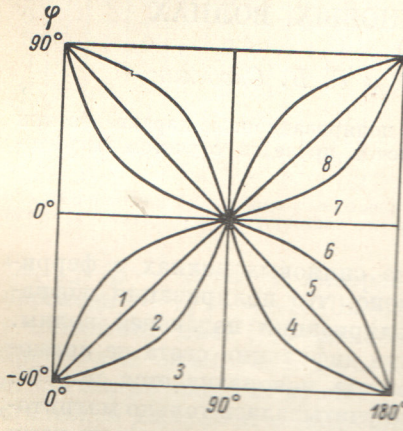


Рис. 1. Зависимость поляризации стоксовой компоненты дифрагированного света от поляризации падающего света при различных соотношениях магнитооптических констант первого и второго порядков $a\beta_2/b\alpha$.

1 — 0; 2 — 0.5; 3 — 1; 4 — 2; 5 — ∞ ; 6 — (-2); 7 — (-4); 8 — (-2).

Эксперименты проводились с продольно намагниченной прямоугольной монокристаллической призмой железо-иттриевого граната размером $5.5 \times 2.8 \times 2.7$ мм³. Спиновые волны возбуждались на частоте 1200 МГц прямой проволочной антенной, расположенной на торце призмы. В качестве источника света использовался лазер $\lambda = 1.15$ мкм мощностью ~ 10 мВт.

В эксперименте изучалась зависимость ориентации большой оси эллипса поляризации (φ) дифрагированной волны от ориентации (ψ) электрического вектора падающей волны. На рис. 2 приведены результаты измерений зависимости φ (ψ) для дифракции света на магнитостати-

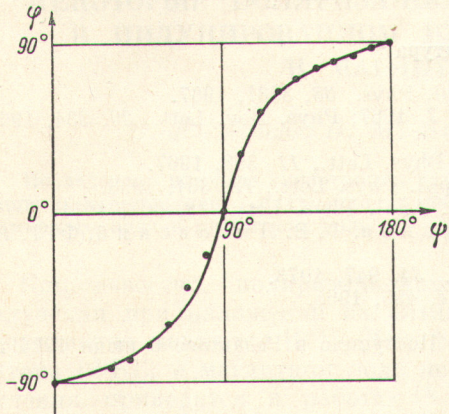


Рис. 2. Зависимость ориентации большой оси эллипса поляризации дифрагированного света от поляризации падающего света.

Точки на графике соответствуют измерениям в случае дифракции света на магнитостатических волнах, поле подмагничивания равно 580 Э. Сплошная кривая — теоретическая, построена по формуле (8) для $a\beta_2/b\alpha = 0.54$.

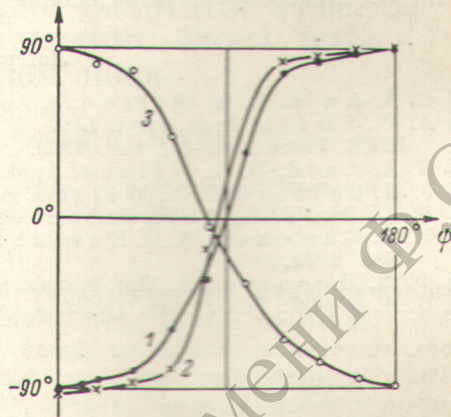


Рис. 3. Зависимость ориентации большой оси эллипса поляризации дифрагированного света от поляризации падающего света в случае дифракции на магнитоупругих волнах при различных значениях поля подмагничивания.

H, Э: 1 — 580, 2 — 584, 3 — 608.

ческих волнах. Точки соответствуют результатам измерений, кривая построена по формуле (8) для значения $a\beta_2/b\alpha = 0.54$, обеспечивающего наилучшее совпадение теоретической кривой с экспериментальными точками. Поскольку значения α и β_2 для железо-иттриевого граната известны, то можно определить эллиптичность спиновой волны: $|m_z/m_y| = |a/b| \approx 0.9$. Полученное значение эллиптичности спиновой волны близко к единице, что является вполне правдоподобным, так как исследуемая спиновая (магнитостатическая) волна распространяется вдоль поля в образце с поперечным сечением, близким к квадратному.

На рис. 3 приведены кривые φ (ψ) для дифракции света на поперечных магнитоупругих волнах при различных значениях поля подмагничивания. Видно, что при изменении поля подмагничивания характер кривой сильно меняется. Сопоставляя экспериментальные кривые с теоретическими (рис. 1), можно заметить, что при малых полях преобладающим является влияние члена с магнитооптической константой первого порядка, при больших полях — члена с магнитооптической константой второго порядка. Причина этого может состоять либо в том, что при изменении поля изменяется эллиптичность спиновой волны,² либо в том, что при изменении поля вблизи точки пересечения дисперсионных ветвей для спиновой и упругой волн изменяется относительный вклад в дифракцию спиновой и упругой составляющих магнитоупругой волны.

² Изменение эллиптичности «коротких» спиновых волн происходит из-за отклонения спиновых лучей в неоднородном поперечном поле [8].

З а к л ю ч е н и е

В результате проведенного исследования определена теоретически и проверена экспериментально связь между поляризациями падающей и дифрагированной волн (поляризационные характеристики). Показано, что поляризационные характеристики можно использовать для определения магнитооптических констант, если известна эллиптичность спиновых волн, или для определения эллиптичности спиновых волн, если известны магнитооптические константы. При этом влияние эллиптичности спиновых волн при определении магнитооптических констант можно исключить, если, например, использовать образцы в форме цилиндра.

Авторы благодарны И. Г. Аваевой за предоставление монокристаллов и В. П. Моисееву за определение ориентации образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] B. A. Auld, D. A. Wilson. *J. Appl. Phys.*, **38**, 3334, 1967.
- [2] A. W. Smith. *Appl. Phys. Lett.*, **11**, 7, 1967; *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 334, 1968; *IEEE Trans.*, *SU-15*, 161, 1968.
- [3] B. A. Auld, D. A. Wilson. *Appl. Phys. Lett.*, **11**, 368, 1967.
- [4] J. H. Collins, D. A. Wilson. *Appl. Phys. Lett.*, **12**, 334, 1968.
- [5] H. L. Hu, F. R. Morgenthaler. *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 307, 1971.
- [6] Н. Н. Кирюхин, И. Н. Котельников, Ф. В. Лисовский. *ФТТ*, **14**, 3686, 1972.
- [7] Ф. В. Лисовский. *Опт. и спектр.*, **34**, 247, 1973.
- [8] B. A. Suld. *Bell System Techn. J.*, **44**, 495, 1965.

Поступило в Редакцию 6 июня 1974 г.