РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА КОГЕРЕНТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛНАХ

В.С.Львов, С.С.Старобинец

Изучение рассеяния света в магнито-упорядоченных кристаллах позволяет получить важную информацию о динамике спиновой системы. Недавно [1] было обнаружено комбинационное рассеяние света в антиферромагнетике FeF_2. Однако, этот эффект оказался весьма слабым, что было в значительной мере обусловлено малостью амплитуды тепловых спиновых волн.

В настоящем письме рассматривается комбинационное рассеяние света на когерентных спиновых волнах, возбуждаемых, например, параметрическим образом. Существенно то, что при таком методе возбуждения экспериментально достижимая энергия монохроматических спиновых волн превышает kT на 15÷16 порядков [2].

Кроме того, длина таких спиновых волн может изменяться в широких пределах ($0 < k_m < 10^5$ *см*$^{-1}$) с помощью магнитного поля и сравнима с длиной волны света. Все это позволяет наблюдать интенсивное рассеяние света на любой угол ($0 - \pi$), величина которого зависит от внешнего магнитного поля.

Рассмотрим для простоты стоячую спиновую волну:

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m} \cos(\vec{k}_m \vec{r}) \cos \Omega t, \tag{1}$$

где $\vec{k}_m \perp H_0$ и $\Omega = \Omega_H/2$. Это соответствует случаю "параллельной подкачки" с частотой Ω_H. Пусть на ферромагнетик, в котором возбуждена волна (1) падает свет с частотой $\omega \gg \Omega$ и волновым вектором $\vec{k}_p$. Будем предполагать, что преобладает любой из двух механизмов комбинационного рассеяния – "магнитный" или "электрический", предложенных соответственно Бассом, Кагановым [4] и Эллиотом, Лондоном [5]. Тогда дифференциальное сечение рассеяния, полученное одним из авторов [6], имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{\Phi^2 k_p^2}{(4\pi)^2} \sum_{j=1}^{3} \left| \int d^3r \, \frac{m_j(r)\, e^{-iqr}}{M} \right|^2 . \tag{2}$$

Здесь Φ – угол поворота плоскости поляризации на единице длины образца при распространении света вдоль намагниченности $\vec{M}$ (эффект Фарадея) $\vec{q} = \vec{k}_p - \vec{k}_p'$, $\vec{k}_p'$ – волновой вектор рассеянного света и

$$m_1(\vec{r}) = \vec{a}\vec{m}(\vec{r}),\; m_2(\vec{r}) = \vec{\beta}\vec{m}(\vec{r}) \text{ и } m_3(\vec{r}) = [\vec{a}\vec{\beta}]\,\vec{m}(\vec{r}),$$

где $\vec{a} = \vec{k}_p'/k_p$, $\vec{\beta} = \vec{k}_p/k_p$, а $\vec{m}(\vec{r})$ описывает пространственное изменение намагниченности в образце. В нашем случае:

$$\vec{m}(\vec{r}) = \frac{\vec{m}}{2}(e^{i\vec{k}_m\vec{r}} + e^{-i\vec{k}_m\vec{r}})$$

и сечение рассеяния (2) имеет резкие максимумы в одном из направлений

$$\vec{a}^{\pm} = \vec{\beta} \pm \vec{k}_m/k_p , \tag{5}$$

что соответствует закону сохранения импульса для процесса упругого рассеяния ($\omega \gg \Omega$) фотона на магнонах.

Интегрируя (2) по телесному углу θ, аналогично тому, как это делается в теории дифракции рентгеновских лучей [7], получим сечение рассеяния для интересующего нас дифракционного максимума (5):

$$\sigma = \frac{\Phi^2}{16} \int z^2 df \sum_{j=1}^{3} \left(\frac{m_j}{M}\right)^2 , \tag{6}$$

где z – размер образца в направлении a, а $df = dx\,dy$.

Для сравнения приведем сечение рассеяния на тепловых спиновых волнах [6]:

$$\sigma_T = \left[1 - \frac{\cos^2(\vec{\beta}\vec{M})}{3}\right] \frac{\gamma M}{\Omega_{рез}} \frac{2kT}{\pi M^2} V \Phi^2 k_p^2 ,$$

где γ – гиромагнитное отношение, $\Omega_{рез}$ – частота ферромагнитного резонанса, а V – объем образца. По порядку величины:

$$\frac{\sigma}{\sigma_T} = \left(\frac{m}{M}\right)^2 \frac{\pi M^2 k_p^{-3}}{2kT} \frac{\Omega_{рез}}{4\gamma M} \frac{k_p \int z^2 df}{4V} .$$

Оценим это отношение для кристалла иттриевого граната, отличающегося низким порогом параметрического возбуждения и высокой прозрачностью в ближнем ИК диапазоне. Возьмем $k_p \sim 2\cdot 10^4$ *см*$^{-1}$, $(m/M)^2 \sim 10^{-5}$, $k_p \int z^2 df / 4V \sim 10^2$, $\Omega_{рез}/4\gamma M \sim 2$ $M = 140$ *гс·см*$^{-3}$ при $T = 300°K$. Тогда $\sigma/\sigma_T \sim 10^5$.

Отметим, что приведенные выше соображения имеют лишь оценочный характер, так как рассматривался слишком идеализированный случай рассеяния, когда обе волны – световая и спиновая считаются плоскими и монохроматическими. Анализ более реальной ситуации несколько изменит величину сечения рассеяния, однако, остается справедливым вывод о том, что комбинационное рассеяние света на спиновых волнах при параметрическом возбуждении значительно более интенсивно, чем рассеяние на флуктуациях намагниченности в термодинамическом равновесии.

Экспериментальное изучение рассеяния света на мощных когерентных спиновых волнах является очень интересной и привлекательной задачей. С помощью этого эффекта можно изучать явление неустойчивости спиновых волн: зависимость их амплитуды от мощности накачки, распределение спиновых волн по $\bar{k}_m$ и т.п. Кроме того, мы получаем возможность непосредственно измерить волновой вектор спиновых волн в зависимости от их частоты и величины внешнего магнитного поля, т.е. спектр спиновых волн.

Мы признательны А.Г.Гуревичу и В.Л.Гуревичу за плодотворные обсуждения и полезные советы.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
10 января 1967 г.

Литература

[1] R.A.Fleyru, S.P.S. Porto, L.E. Cheesman, H.J.Guggenleim. Phys. Rev. Lett., 17, 84, 1966.

[2] H. Sull, Phys'a Chem. Solids, 1, 209, 1957.

[3] Ф.Г.Басс, М.И.Каганов. ЖЭТФ, 37, 1390, 1959.

[4] R.J. Elliott, P.London. Phys.Rev.Lett., 3, 189, 1963; Y.R.Shen, N.Bloembergen. Phys. Rev., 143, 372, 1966.

[5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, 1959.