

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ДИНАМИЧЕСКОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ

С.О. Демокритов, А.И. Кирилюк, Н.М. Крейнес, В.И. Кудинов,
В.Б. Смирнов¹⁾, М.В. Четкин¹⁾

Впервые методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии обнаружено неупругое рассеяние света на движущейся доменной границе. Из спектров рассеяния определена зависимость скорости ДГ от импульсного магнитного поля. При приближении скорости ДГ к скорости звука интенсивность рассеянного света резко возрастает за счет фононов, излученных доменной границей. Наблюдаются области нестационарного движения, в которых спектры рассеяния имеют сложный характер.

Неупругое, в том числе мандельштам-бриллюэновское, рассеяние (МБР) света в твердых телах обычно наблюдается на делокализованных квазичастицах – фононах, магнонах¹. Локализованная доменная граница (ДГ) ферромагнетика, являясь неоднородностью магнитной структуры, за счет магнитооптических эффектов приводит к оптической неоднородности среды. Это вызывает частичное отражение (рассеяние) световой волны от ДГ. Движущаяся ДГ вследствие эффекта Доплера рассеивает свет со сдвигом частоты $\Delta\nu$, который определяется выражением

$$2\pi \Delta\nu = \nu q, \quad (1)$$

где ν – скорость ДГ, $\hbar q$ – переданный при рассеянии импульс. Поэтому метод неупругого рассеяния света можно применить к изучению динамики ДГ. Измеряя сдвиги частот в спектрах рассеяния, можно получить величину скорости ДГ.

В данной работе методом МБР исследовался слабый ферромагнетик YFeO_3 с $T_N = 645$ К. В этом веществе динамика ДГ подробно изучалась методом скоростной микрофотографии². Интерес к динамике ДГ в слабых ферромагнетиках вызван тем, что в этих кристаллах предельная скорость ДГ велика по сравнению с обычными ферромагнетиками и оказывается выше скорости звука³, поэтому, например, имеется возможность изучать взаимодействие движущейся ДГ с акустическими фононами и другими квазичастицами. В таких исследованиях проявляется преимущество метода МБР перед остальными методиками, так как он в принципе позволяет непосредственно регистрировать излученные ДГ фононы.

Наши образцы вырезались в виде тонких (толщиной ~ 100 мкм) пластинок с плоскостью, перпендикулярной оптической оси, затем они механически и химически полировались. Получающиеся пластинки довольно прозрачны: для $\lambda = 632,8$ нм глубина проникновения составляет 50 мкм. В них легко создаются доменные границы, оптически наблюдается контрастная полосовая структура².

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Образец находится при комнатной температуре, в нем создается одиночная ДГ, которая стабилизируется приложением небольшого неоднородного магнитного поля ($\nabla B \approx 30$ мТ/см). На границу фокусируется падающий под углом Брюстера лазерный луч (использовался He – Ne-лазер ЛГН-215). В катушки, создающие магнитное поле B , подаются прямоугольные импульсы тока длительностью $T \sim 10^{-7}$ с с частотой повторения $1 \div 5$ МГц ($I_{max} = 30$ А, $B_{max} = 30$ мТ). Под действием магнитного поля ДГ начинает двигаться с некоторой скоростью v , а за время между импульсами $\tau = 5 \div 15 T$ она успевает вернуться к своему положению равновесия. Спектр рассеянного света анализируется высококонтрастным спектрометром на основе пятипроходного сканируемого интерферометра Фабри-Перо. За время одного скана интерферометра ДГ много ($\sim 10^6$) раз пробегает через область сфокусированного лазерного луча. Процесс рассеяния света происходит лишь в течение короткого промежутка времени $t \sim 0,2T$, пока ДГ проходит через эту область.

¹⁾ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.

На рис. 2 представлены экспериментально наблюдаемые спектры рассеяния света при различных значениях приложенного магнитного поля B . Мощная линия с нулевым сдвигом частоты (основная) связана с упругим рассеянием света на дефектах кристалла. В случае покоящейся ДГ (спектр $B = 0$) зарегистрировано МБР на тепловых фононах. Наличие интенсивных

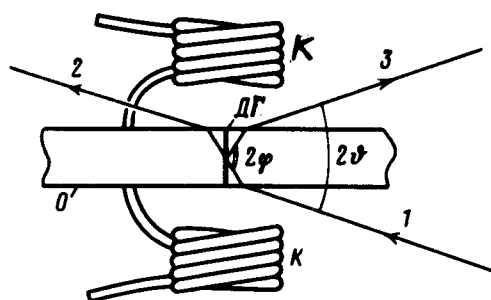


Рис. 1.

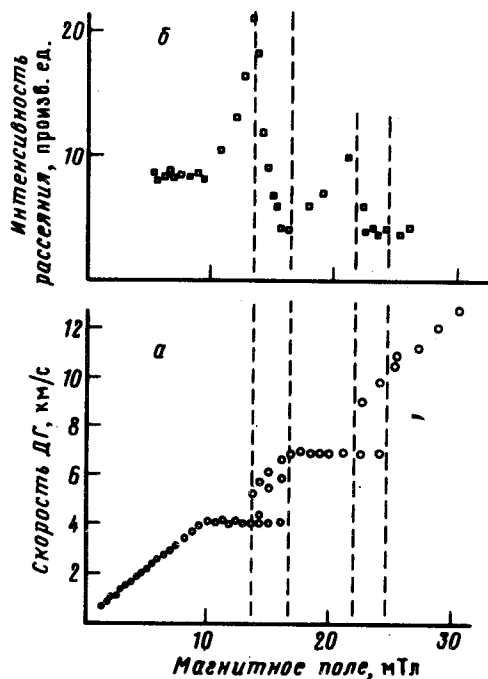


Рис. 3

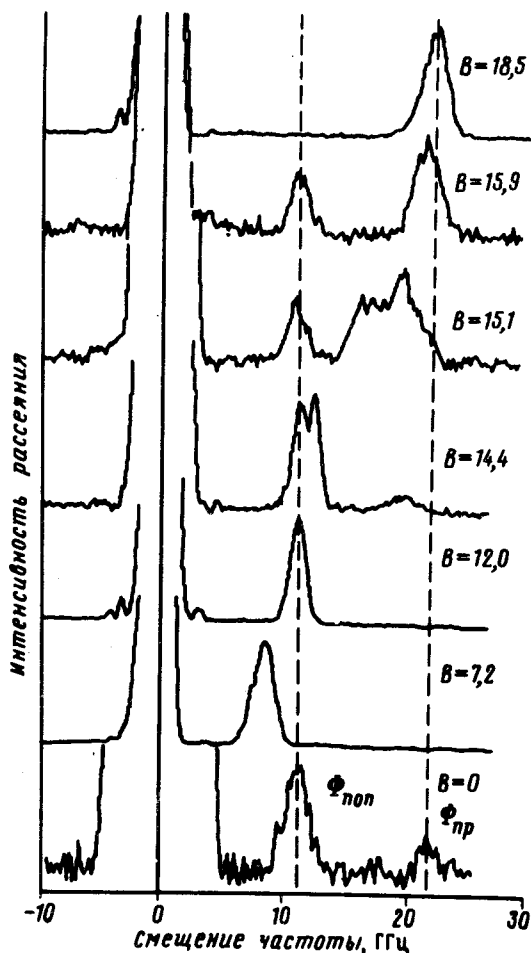


Рис. 2

Рис. 1. Схема эксперимента: O — образец, ДГ — доменная граница, К — катушки, создающие импульсное магнитное поле, 1, 2, 3 — соответственно падающий, прошедший и рассеянный лучи света

Рис. 2. Спектры неупругого рассеяния света в $YFeO_3$ (приведена только антистоксова часть). У каждого спектра указана соответствующая величина импульсного магнитного поля B в мТл. Масштаб по вертикали для различных спектров различен

Рис. 3. Зависимости скорости ДГ (а) и интенсивности неупругого рассеяния света (б) от величины импульсного магнитного поля B . Пунктиром показаны области нестационарного движения ДГ

спутников в спектрах с $B \neq 0$ свидетельствует о том, что удалось обнаружить неупругое рассеяние света, вызванное движением ДГ. Соответствующие сдвиги частот определяются ско-

ростью движения ДГ или фононов:

$$\Delta\nu = \frac{2\nu n}{\lambda} \cos\varphi = \frac{2\nu}{\lambda} \cos\theta, \quad (2)$$

где n — показатель преломления среды, λ — длина волны света в вакууме, φ и θ обозначены на рис. 1. В наших экспериментах $\lambda = 632,8$ нм, $\theta = 20^\circ$. Соответственно величина волнового вектора регистрируемых фононов $q = 2 \cos\theta/\lambda = 3 \cdot 10^5$ см $^{-1}$ ($cq \sim 10$ ГГц). Подчеркнем, что интенсивность МБР на тепловых фононах (спектр $B = 0$) на 2 ÷ 3 порядка меньше интенсивности рассеяния, связанного с движущейся ДГ.

При рассеянии света на ДГ, движущейся при определенном направлении импульсного поля B навстречу падающему лучу света (вправо на рис. 1), в спектре наблюдаются антистоксовы спутники, обусловленные быстрым движением ДГ, и стоксовы, возникающие при возвращении ДГ с малой скоростью к положению равновесия. Изменение направления магнитного поля приводит к изменению знаков сдвигов частот спутников на противоположные. В наших экспериментах мы регистрировали только спутник, соответствующий быстрому движению ДГ и обладающий большим сдвигом частоты.

В спектре МБР на тепловых фононах (рис. 2, $B = 0$) присутствуют как стоксовы, так и антистоксовы спутники.

На рис. 3 а представлена зависимость скорости ДГ, полученной из спектров рассеяния, от величины импульсного магнитного поля B . В основных чертах она сходна с кривыми, представленными в работах ^{3, 4}. В малых полях эта зависимость линейна $v = \mu B$ и в данном кристалле соответствует подвижности $\mu = 4 \cdot 10^7$ см/с · Т. При скоростях ДГ $4,1 \cdot 10^5$ см/с и $7,0 \cdot 10^5$ см/с, совпадающих со скоростями поперечного и продольного звуков в YFeO₃ (см рис. 2), на зависимости $v(B)$ имеются полочки. Непосредственно за полочками следуют области, где в спектре рассеяния присутствуют несколько спутников (спектры на рис. 2 с $B = 14,4; 15,1; 15,9$ мТ). Этот эффект, по видимому, связан с тем, что во время импульса ДГ движется нестационарно.

В работах ^{5, 6} наличие полочек в зависимости $v(B)$ связывается с магнитоупругим торможением ДГ, или с излучением ДГ фононов ⁵. Для проверки этого предположения мы провели измерение зависимости интенсивности рассеяния I от величины импульсного магнитного поля B . Полученная зависимость представлена на рис. 3 б. Из сравнения рис. 3 а и 3 б видно, что в пределах линейного участка зависимости $v(B)$ интенсивность рассеяния не зависит от B . С выходом $v(B)$ на полочку $I(B)$ начинает сильно возрастать и достигает максимума в конце полочки. В этой точке I превышает в $\sim 2,5$ раза интенсивность доплеровской линии и в $\sim 10^3$ раз интенсивность тепловых фононов. В области нестационарного движения ДГ интенсивность рассеяния падает и снова начинает расти только на второй полочке. Обнаруженное на полочках резкое возрастание I свидетельствует о том, что в интенсивность рассеяния кроме ДГ вносят вклад и излученные ею фононы. Когда скорость ДГ приближается к скорости звука (поперечного или продольного) растет амплитуда сопровождающих ее упругих деформаций и изменяется их симметрия (см. ⁶). Падение интенсивности рассеяния света, а, значит и амплитуды упругих деформаций в нестационарной области, по-видимому, связано с тем, что здесь ДГ движется неоднородно (см. ³ и ⁷) и (или) неравномерно.

В заключение, приносим благодарность А.С.Боровику-Романову за постоянный интерес к работе и А.М.Балбашову за любезно предоставленные кристаллы YFeO₃.

Литература

1. Borovik-Romanov A.S., Kreines N.M. Phys. Rep., 1982, 81, 352.
2. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Четкин М.В. УФН, 1985, 146, 417.

3. Четкин М.В., Шалыгин А.Н., де ла Кампа А. ФТТ, 1977, 19, 3470. Четкин М.В., Гадецкий С.Н., Кузьменко А.П., Ахуткина А.И. ЖЭТФ, 1984, 86, 1411.
4. Tsang C.H., White R.L., White R.M. JAP, 1978, 49, 6052.
5. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л. ЖЭТФ, 1978, 75, 2183.
6. Звездин А.К., Мухин А.А., Попков А.Ф. Препринт ФИАН № 108, Москва, 1982.
7. Четкин М.В., Звездин А.К., Гадецкий С.Н. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 269.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 июля 1988 г.
