

МЕХАНИЗМ ВЛИЯНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО МАГНЕТИЗМА НА ТЕРМОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В ГАЗАХ

Ю.Н. Девятко, В.Н. Тронин,
В.И. Троян

Изучение поверхностного магнетизма требует, как правило, создания сложных экспериментальных методов [1, 2]. Более простой метод исследования поверхностного магнетизма с использованием терромагнитного эффекта (ТМЭ) был проиллюстрирован в [3] на примере изучения магнитного фазового перехода (МФП) в двумерном слое молекул окиси углерода, хемосорбированного на поверхности платины или золота.

Терромагнитный эффект [4] заключается в изменении в магнитном поле H теплового потока в бесстолкновительном молекулярном газе, находящемся в зазоре между двумя параллельными поверхностями с разными температурами $T_1 > T_2$, ТМЭ обусловлен несферичным взаимодействием молекул газа с поверхностью, которое приводит к их поляризации по направлениям вращательного момента \vec{M} . При наложении магнитного поля процессия молекул вызывает частичное разрушение этой поляризации, в результате чего изменяется функция распределения молекул в зазоре и, следовательно, тепловой поток. Изменение теплового потока вследствие МФП в адсорбате авторы [5] связывают с изменением вероятности несферичного взаимодействия молекул с поверхностью. Однако до настоящего времени механизм влияния МФП на вероятность несферичного рассеяния молекул не установлен.

В настоящей работе показано, что поверхностный МФП приводит к возникновению аномалий в вероятности несферичного рассеяния молекул на поверхности. Действительно, вероятность рассеяния молекул на поверхности в борновском приближении пропорциональна квадрату матричного элемента перехода молекул из начального состояния $|i\rangle$ в конечное $|f\rangle$, усредненному по переменным термостата

$$W(i \rightarrow f) \sim \overline{| \langle f | V | i \rangle |^2} \quad (1)$$

Здесь V - потенциал взаимодействия молекул с поверхностью твердого тела, который в линейном по смещению \vec{u} атомов поверхности из состояния равновесия имеет вид

$$V = V_0 + (\vec{u} \nabla V_0). \quad (2)$$

Из (2) следует, что поправка к вероятности рассеяния (1) квадратична по смещению атома поверхности. Известно [6], что магнитное

упорядочение приводит к возникновению деформации в твердом теле, поэтому

$$\vec{u} = \vec{u}_0 + \vec{u}_1(\vec{\sigma}), \quad (3)$$

где \vec{u}_0 - смещение атома из положения равновесия, связанное с тепловыми флуктуациями, $\vec{u}_1(\vec{\sigma})$ - дополнительное смещение, возникающее в результате магнитного упорядочения, $\vec{\sigma}$ - спин блока магнитной подсистемы. Анализ показывает, что вблизи точки МФП вероятность (1) определяется квадратом смещения $|\vec{u}_1(\vec{\sigma})|^2$

$$W \sim |\vec{u}_1(\vec{\sigma})|^2. \quad (4)$$

Для ее расчета можно воспользоваться стандартной техникой вычисления упругих напряжений, возникающих при фазовом переходе [6]. Оказывается, что фурье-компонента $\vec{u}_{\vec{k}}$ связана с фурье-компонентой параметра магнитного упорядочения

$$|\vec{u}_{\vec{k}}|^2 = A \frac{(\vec{\sigma}^{\vec{k}})_{\vec{k}} (\vec{\sigma}^{\vec{k}})_{-\vec{k}}}{k^2}. \quad (5)$$

Здесь $(\vec{\sigma}^{\vec{k}})_{\vec{k}} = \int \vec{\sigma}^{\vec{x}} e^{-i\vec{k}\vec{x}} d\vec{x}$, величина A определяется упругими модулями вещества. Средний квадрат смещения можно найти усредняя соотношение (5) по флуктуациям магнитной подсистемы. В гауссовом приближении, используя теорему Вика [6], в координатном представлении получим

$$|\vec{u}(\vec{r})|^2 = \frac{2A}{(2\pi)^9} \int \frac{d\vec{k}}{k^2} \int d\vec{\rho} \overline{|\vec{\sigma}_{\vec{k}+\vec{\rho}}^{\vec{x}}|^2} \overline{|\vec{\sigma}_{\vec{\rho}}^{\vec{x}}|^2}. \quad (6)$$

Здесь

$$\overline{|\vec{\sigma}_{\vec{k}}^{\vec{x}}|^2} = \frac{T}{c(k^2 + \varkappa^2)}. \quad (7)$$

В отсутствие внешнего магнитного поля

$$\varkappa^2 \equiv \frac{a}{c} \sim |T - T_c| \quad (8)$$

(a и c - параметры гамильтониана Гинзбурга-Ландау). Анализ соотношения (6) показывает, что вблизи точки МФП

$$|\vec{u}(\vec{r})|^2 \sim B \varkappa^{d+d'-6}. \quad (9)$$

Здесь d, d' - пространственные размерности, отвечающие магнитной и фононной подсистемам. Из (9) следует, что при $d=2$

(поверхностный магнетизм) и $d'=2$ (поверхностные фононы)

$$|\vec{u}|^2 \sim x^{-2} \sim |T - T_c|^{-1} \quad (10)$$

В случае $d=2$ и $d'=3$ (объемные фононы)

$$|\vec{u}|^2 \sim x^{-1} \sim |T - T_c|^{-1/2} \quad (11)$$

При $d=3$ (объемный магнетизм) и $d'=2$

$$|\vec{u}|^2 \sim x^{-1} \sim |T - T_c|^{-1/2} \quad (12)$$

И наконец, в случае $d=3$ и $d'=3$ величина $|\vec{u}|^2$ не имеет особенностей при $T=T_c$. При этом, однако, легко показать, что

$$\frac{\partial}{\partial T} |\vec{u}|^2 \sim x^{-2} \sim |T - T_c|^{-1} \quad (13)$$

Таким образом, из проведенного анализа следует, что с помощью ТМЭ можно экспериментально различить объемный и поверхностный магнетизмы по характеру возникающих вблизи T_c особенностей (см. (11)). Влияние внешнего магнитного поля на фазовый переход может быть также легко учтено путем замены в (7) величины x^2 на $x^2(\vec{H})$, где

$$x^2(\vec{H}) = \alpha + 3b \vec{\delta}_0^2 \quad (14)$$

(b - параметр гамильтониана Гинзбурга-Ландау, $\vec{\delta}_0$ - индуцированный полем \vec{H} магнитный момент магнетика). Из (14) следует, что увеличение поля \vec{H} при фиксированной температуре $T < T_c$ приводит к возникновению при определенном значении H_c аномалии в вероятности рассеяния молекул на поверхности. При исследовании МФП в адсорбате с помощью ТМЭ авторы [4] наблюдали скачкообразное изменение теплового потока при определенном значении магнитного поля H_c . Возникновение скачка теплового потока эквивалентно наличию аномалии в производной теплового потока по магнитному полю. С другой стороны, из (11) и (14) следует, что соответствующая этому случаю вероятность рассеяния имеет особенность при $H \rightarrow H_c$. Естественно ожидать поэтому (см. (13)), что возникновению объемного МФП будет отвечать скачок производной теплового потока по магнитному полю H .

Таким образом, изучение аномалий в вероятности рассеяния, которое может быть экспериментально произведено с помощью ТМЭ, позволяет в принципе предложить метод наблюдения и изучения поверхностного МФП. Отметим, что проведенный выше анализ возникающих аномалий носит качественный характер. Подробное изучение механизма влияния МФП на ТМЭ требует специального исследования, выходящего за рамки краткого сообщения.

Авторы признательны В.Д. Борману за полезное обсуждение работы.

- [1] R a u S., E i s h n e r S. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 939.
- [2] К е с с л е р Н. Поляризованные электроны. М.: Мир. 1988.
- [3] Б о р м а н В.Д., Б у т ц е в Б.И., Н и к о л а е в Б.И., Т р о я н В.И. // ЖЭТФ. Т. 73. С. 200.
- [4] Б о р м а н В.Д., М а к с и м о в Л.А., Н и к о л а е в Б.И., Т р о я н В.И. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 526.
Б о р м а н В.Д., Б у т ц е в Б.И., К р ы л о в С.Ю., Н и к о л а е в Б.И., Т р о я н В.И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 929.
- [5] Б о р м а н В.Д., Б у т ц е в Б.И., Н и к о л а е в Б.И., П о п о в В.А., Т р о я н В.И. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 2297.
- [6] П а т а ш и н с к и й А.З., П о к р о в с к и й В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука. 1982.

Поступило в Редакцию
29 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 6
01; 03; 07; 08

26 марта 1989 г.

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НЖК
В ОКРЕСТНОСТИ ПОРОГА ПЕРЕХОДА ФРЕДЕРИКСА

Ю.В. Б о ч а р о в, А.Д. В у ж в а

Недавно в [1] был исследован нелинейный режим течения немагнитического жидкого кристалла (НЖК) в электрическом поле. В настоящей работе этот режим использован для визуализации акустических потоков, что позволило существенно (на два порядка) повысить чувствительность акустооптического преобразования.

Поверхностная акустическая волна (ПАВ) с частотой 6.44 МГц возбуждалась в пьезоэлектрической подложке при помощи встречно-штыревого преобразователя. На подложку было нанесено алюминиевое покрытие, служащее отражающим слоем для зондирующего света и электродом. Второй электрод (оптически прозрачный слой SnO_2) был нанесен на стеклянную пластину. Гомеотропно ориентированный слой НЖК марки Н-8 толщиной 40 мкм был помещен между подложкой и пластиной. На электроды подавалось переменное напряжение с частотой 50 Гц. В качестве зондирующего использовался луч света He-Ne лазера ($\lambda = 0.633$ мкм). Плоскость поляризации луча составляла угол 45° с направлением распространения ПАВ.

На рисунке представлена зависимость разности фаз обыкновенного и необыкновенного лучей, прошедших через слой НЖК, δ от