

05.2; 08; 12

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ РАЗРЕШЕНИЯ ДВУХКРИСТАЛЬНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО УЛЬТРАЗВУКА

Е.М. И о л и н

Двухкристальные спектрометры на совершенных монокристаллах широко используются при изучении дифракции на весьма малые $\sim 1''$ углы [1] и в режиме обратного рассеяния (угол Брэгга $\theta_B \approx 90^\circ$) для исследования возбуждений с малой ~ 1 мкэВ энергией [2]. В обоих случаях предельные разрешения δq , δE по передаваемым импульсу и энергии определяются величиной щели Δk_0 в импульсном пространстве между дисперсионными поверхностями (ДП) рентгеновских лучей или тепловых нейтронов в кристалле. Улучшение разрешения путем перехода к более слабым рефлексам, т.е. меньшим Δk_0 , приводит к недопустимому уменьшению светосилы спектрометров.

Ниже показано, что возбуждение высокочастотных ультразвуковых волн (УЗ) одинаковой частоты и параллельных направлений в кристаллах монохроматора и анализатора приводит к существенному повышению разрешения по импульсу в малоугловом рассеянии нейтронов и рентгеновских лучей и к повышению разрешения по энергии в нейтронных спектрометрах обратного рассеяния.

1. Рассмотрим двухкристальный спектрометр в геометрии антипараллельного (\vec{H} , $-\vec{H}$) отражения по Брэггу (\vec{H} — вектор обратной решетки). Пусть в монохроматоре и анализаторе возбуждены, для определенности, поперечные УЗ волны со смещениями

$$\vec{u} = 2\vec{W} \cos(\vec{k}_s \vec{r} - \omega_s t) \quad (1)$$

амплитудой \vec{W} , частотой ω_s и волновым вектором \vec{k}_s . Высокочастотный УЗ ($k_s \geq \Delta k_0$ [3]) вызывает переходы между листами ДП. При очень слабом УЗ, когда $|\vec{H}\vec{W}| \ll 1$, многократное взаимодействие излучения с УЗ приводит к образованию новых щелей $\Delta k'$ на ДП

$$\Delta k' = \Delta k_0 \cdot N, \quad N \equiv |\vec{H}\vec{W}|. \quad (2)$$

В геометрии рассеяния по Лауэ щели $\Delta k'$ приводят к маятниковым биениям интенсивности дифрагированных пучков [3], обнаруженным как в дифракции нейтронов [4], так и рентгеновских лучей [5]. В геометрии Брэгга $\Delta k'$ приводят [6] к образованию сателлитов — дополнительных областей полного отражения.

Рассмотрим случай более сильного УЗ, когда $N \gg 1$. Используя разложение

$$\exp(i\vec{H}\vec{U}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(2\vec{H}\vec{W}) \cdot i^n \exp[in(k_s^{\vec{r}} - \omega_s t)], \quad (3)$$

где J_n - функция Бесселя n -ого порядка, находим, что поглощение (испускание) n УЗ фононов приводит к появлению щелей $\Delta k'_n$ на ДП

$$\Delta k'_n \approx \Delta k_0 |J_n(2\vec{H}\vec{W})|. \quad (4)$$

Сателлиты (4) на кривых отражения имеют ширину

$$\Delta \theta'_n \approx \Delta \theta_0 |J_n(2\vec{H}\vec{W})|, \quad (5)$$

меньшую, чем обычная ширина $\Delta \theta_0 \sim \Delta k_0 / H$ столика Дарвина. Используя асимптотику функций Бесселя

$$J_n(2\vec{H}\vec{W}) \approx (\pi N)^{-1/2} \cos(2\vec{H}\vec{W} - n\pi/2 - \pi/4), \quad |n| \leq 2N, \quad (6)$$

находим, что при легко достижимом на эксперименте условии $|\vec{H}\vec{W}| \gg 1$, в рассеянии возбуждается $\sim 4N$ фоновых сателлитов, каждый из которых имеет угловую ширину $\sim \Delta \theta_0 \cdot N^{1/2}$ так что суммарная интенсивность отражения увеличивается в $\sim N^{1/2} \gg 1$ раз. В двухкристальном спектрометре нейтрон, поглотивший (испустивший) n УЗ фононов в монохроматоре, резонансно отражается от анализатора, испуская (поглощая) n УЗ фононов. Ширина кривой отражения в таком спектрометре $\sim \Delta \theta_0 \cdot N^{-1/2}$, т.е. сильно уменьшается, пиковая интенсивность $\sim N^{1/2}$, площадь кривой отражения не изменяется.

Без УЗ фазовый объем отраженного пучка $\Delta V_B \sim \Delta \theta_0$. При отражении с n передаваемыми УЗ фононами фазовый объем $\Delta V_p \sim \sim \Delta \theta_0 \cdot N^{-1/2}$. Так как $|n| \leq 2N$, то таких пучков $\sim N$, так что общий фазовый объем ΔV_{Σ} пучков возрастает, $\Delta V_{\Sigma} \sim \Delta \theta_0 \cdot N^{1/2}$, что и обуславливает возможность получения большей информации с помощью спектрометра.

Таким образом, использование ультразвука позволяет вместо одного сильного отражения $(\vec{H}, -\vec{H})$ иметь $\sim N \gg 1$ слабых, расположенных вблизи узлов $(\vec{H}, -\vec{H})$ в импульсном пространстве, и тем самым повысить угловое разрешение двухкристального спектрометра без потери светосилы.

2. Рассмотрим влияние высокочастотного УЗ на энергетическое разрешение нейтронного спектрометра обратного рассеяния. Пусть нейтроны с импульсом $Q = H/2 + \delta q$ падают под углом θ на кристалл-монохроматор. Нейтроны полностью отражаются при условии

$$|\delta q - H\alpha^2/4| \leq \Delta k_0/2, \quad \theta = \pi/2 - \alpha, \quad 0 \leq \alpha \leq \alpha_0 \leq 1, \quad (7)$$

что определяет разрешение по энергии $\delta E_0 = v_n / \delta q$ (v_n - скорость нейтронов). Наилучшее разрешение и светосила получаются при $\alpha_0 \approx (\Delta k_0 / H)^{1/2}$.

Если в кристалле возбужден УЗ, то полное отражение нейтронов с испусканием n УЗ фононов происходит при условии $\delta q \approx \delta q_n$:

$$\delta q_n - N\alpha^2/4 \approx \Delta k_0/2 - n\omega_s/(2v_n). \quad (8)$$

Ширина зоны такого отражения определяется условием

$$|\delta q - \delta q_n| \leq \Delta k_0 |\mathcal{J}_n(2\vec{H}\vec{W})|/2. \quad (9)$$

При $|\vec{H}\vec{W}| \gg 1$, используя асимптотику (6), находим, что при фиксированном угле α имеется $|n| < 2N$ зон отражения шириной $\sim \Delta k_0 \cdot N^{-1/2}$.

Пусть нейтрон испустив (поглотив) n УЗ фононов отражается от монохроматора и рассеивается на образце с передачей энергии δE . Если $\delta E \leq \delta E_0 \cdot N^{-1/2}$, то такой нейтрон, поглотив (испустив) n УЗ фононов, отразится далее и от кристалл-анализатора. Выбирая коллимацию $\alpha'_0 \approx \alpha_0 \cdot N^{-1/4}$, находим, что без проигрыша в светосиле можно улучшить энергетическое разрешение нейтронного спектрометра обратного рассеяния в $\sim N^{1/2} \gg 1$ раз.

Качественно аналогичные результаты получаются и при использовании продольной УЗ волны, которую легче, чем поперечную, ввести в кристалл.

Отметим также, что при $|\vec{H}\vec{W}| \gg 1$, бесфононный пик рассеяния, как и фононные сателлиты, имеет ширину $\sim \Delta k_0 \cdot N^{-1/2}$, т.е. сильно сужается по сравнению со случаем кристаллов без УЗ.

3. Образование зон полного отражения (8), (9) позволяет с помощью УЗ создать своеобразную ловушку для тепловых нейтронов. Действительно, пусть в спектрометре обратного рассеяния кристалл-монохроматор (М) и анализатор (А) находятся в антипараллельной (\vec{H} , $-\vec{H}$) позиции. В отсутствие УЗ нейтроны либо отражаются от кристалла А, либо проходят сквозь кристаллы А, М (мы не учитываем небольшое отражение в окрестности столика Дарвина). При включении УЗ в кристаллах А и М образуются зоны полного отражения (8), (9), что приводит к удержанию части нейтронов, находившихся к моменту включения УЗ в пространстве между монохроматором и анализатором. Для этого необходимо, чтобы включение УЗ происходило за время $\tau < l/v_n$, где l - расстояние между кристаллами М и А. Полагая $l \sim 10^3$ см, $v_n \sim 3 \cdot 10^5$ см/с, находим $\tau < 3$ мс, что представляется вполне осуществимым. Удержание тепловых нейтронов в такой ловушке может представлять интерес для решения ряда задач ядерной физики. Особенно перспективными представляются такие эксперименты на импульсных нейтронных источниках (реакторах, ускорителях). При длительности нейтронного импульса τ_n его пространственная протяженность $l_n \approx v_n \tau_n$ может быть сделана меньшей, чем l (например, при $\tau_n \approx 300$ мкс $l \sim 1$ м), так что возможен захват в ловушку части нейтронов, генерируемых в единичном импульсе, и управление их удержанием с помощью УЗ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] П и н с к е р З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука. 1982. С. 390.
- [2] А л е к с а н д р о в Ю.А., Ш а р а п о в Э.И., Ч е р Л. Дифракционные методы в нейтронной физике. М.: Энергоиздат. 1981. С. 216.
- [3] И о л и н Е.М., Э н т и н И.Р. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 1692-1700.
- [4] И о л и н Е.М., З о л о т о я б к о Э.В., Р а й т - м а н Э.А., К у в а л д и н Б.В., Г а в р и л о в В.Н. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 2132-2139.
- [5] Э н т и н И.Р., П у ч к о в а И.А. // ФТТ. 1984. Т. 26. С. 3320-3324.
- [6] А с с у р К.П., Э н т и н И.Р. // ФТТ. 1982. Т. 24. С. 2122-2129.
- [7] Э н т и н И.Р. // Динамическая и кинематическая дифракция рентгеновских лучей на кристаллах, сильно искаженных ультразвуковыми колебаниями. Препринт ИФТТ АН СССР, Т-04131, Черногловка, 1986 с.
- [8] Г а в р и л о в В.Н., З о л о т о я б к о Э.В., И о - л и н Е.М. Дифракция мессбауэровского излучения в монокристалле кремния при высокочастотном ультразвуковом возбуждении. Геометрия Брэгга. Препринт ЛАФИ-094, Саласпилс, 1986.

Институт физики
АН Латв. ССР, Саласпилс

Поступило в Редакцию
12 октября 1988 г.
В окончательной редакции
30 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 8

26 апреля 1989 г.

03; 04

ПРЕДВЕСТНИК УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

И.В. Б а с а р г и н, Г.И. М и ш и н

Исследования ударных волн (УВ) в слабоионизованной неравновесной плазме привели к обнаружению ряда их необычных свойств [1-9]. Для объяснения наблюдавшихся эффектов была выдвинута версия [7], что перед УВ в плазме возникает тепловой предвестник, существенным образом изменяющий параметры и динамику УВ. Предполагалось, что плотность газа в предвестнике понижена, а давление незначительно отличается от давления окружающего газа.