ных ветвей вольт-амперных характеристик образцов. Положение уровня Ферми ($E_F \sim 0{,}57$ эВ от края зоны проводимости) вычислялось из температурной зависимости проводимости при величине температурного сдвига $2 \cdot 10^{-4}$ эВ·К$^{-1}$. Емкость измерялась с помощью моста полных проводимостей со световым трансформатором, а также методом фазового выделения адмитанса [4]. Все измерения проводились в вакууме 10^{-3} Па при температуре 293 К. Предварительно образцы вакуумировались при 450 К в течение 15 мин.

Результаты измерений представлены на рис. 1 (кривая *4*). Экспериментальная кривая практически совпадает с теоретической кривой *3*, рассчитанной при $N_F = 4 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$·эВ$^{-1}$, $\alpha = 11{,}5$ эВ$^{-1}$, $\psi_s = 0{,}5$ В и $E_F = 0{,}57$ эВ. Поскольку ψ_s и E_F для образца, представленного кривой *4*, имеют те же величины, то сопоставление с теоретической кривой позволяет оценить плотность $N(E)$ ЛЭС вблизи уровня Ферми. Из рис. 1 видно, что она лежит в пределах $(2 \div 4) \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$·эВ$^{-1}$. Измерения, проведенные в работе [5] методом нестационарной фотопроводимости, дают величину $N(E)$ порядка $10^{16} \div 10^{17}$ см$^{-3}$·эВ$^{-1}$ для образцов, полученных в аналогичных технологических условиях.

Приведенные результаты показывают, что кривые ЧДЕ можно использовать для оценки распределения ЛЭС по запрещенной зоне.

Авторы выражают благодарность Ю. А. Зарифьянцу и В. Ф. Киселеву за ценные замечания при обсуждении результатов данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Аморфные полупроводники. Под ред. М. Бродски. М.: Мир, 1982. [2] Abram R. A., Dohetry P. I. Phil. Mag., 1982, 45, N 2, p. 167. [3] Beichler J. et al. Non-Cryst. Sol., 1980, 35—36, p. 587. [4] Белотелов С. В., Сурис Р. А., Федоров В. Н. Приб. и техн. эксперимента, 1978, № 1, с. 216. [5] Гордеев С. Н., Зарифьянц Ю. А., Казанский А. Г. ФТП, 1983, 9, с. 1030.

Поступила в редакцию
22.02.84
После переработки —
11.06.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 6

УДК 548.732

ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КОНЕЧНОМ КРИСТАЛЛЕ С ЛИНЕЙНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ПЕРИОДА РЕШЕТКИ

А. В. Колпаков, В. И. Пунегов

(кафедра физики твердого тела)

Применяемые в микроэлектронике полупроводниковые эпитаксиальные пленки в зависимости от условий их приготовления имеют неоднородности по составу. В ряде случаев реализуется одномерное линейное изменение концентрации твердого раствора по толщине кристалла (см., например, [1, 2]), что приводит, согласно закону Вегарда, к линейному изменению периода решетки (ЛИПР). ЛИПР возникает также в упруго изогнутых кристаллах, которые применяются в качестве монохроматоров рентгеновских лучей (РЛ). Модель ЛИПР может быть использована при исследовании рассеяния света в жидких холестерических кристаллах с непостоянным шагом спирали [3]. Неразрушающее исследование кристаллов с ЛИПР проводится с помощью дифракции РЛ.

Ранее численно [4] и аналитически [5, 6] была решена задача о динамической дифракции РЛ в полубесконечном кристалле с одномерным ЛИПР в случае Брэгга. Кинематическая теория дифракции в тонких кристаллах с ЛИПР развита в [1, 2].

В данной работе рассмотрена дифракция РЛ в кристаллической пластине произвольной толщины l с ЛИПР. Поле смещений $u(z)$ в кристалле, период которого меняется по линейному закону, является квадратичной функцией координаты z, направленной в глубь кристалла:

$$\mathbf{g}\mathbf{u} = -\pi (z/l_1)^2 (1 - a\cos\varphi/z), \tag{1}$$

где $\mathbf{g}$ — вектор дифракции, $l_1 = a(n\Delta a/a)^{-1/2}$, Δa — рассогласование параметра решетки, φ — угол между входной поверхностью кристалла и отражающими атомными плоскостями, a — период решетки неискаженного кристалла, n — порядок отражения.

Простой заменой система уравнений Такаги [7] с учетом (1) приводится к уравнению параболического цилиндра, решение которого для амплитуд проходящей Φ_0 и дифрагированной Φ_g волн имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= [M_1 D_{-\nu}(x) + M_2 D_{-\nu}(-x)] \exp \delta_0, \\ \Phi_g &= -if\nu^{1/2} [M_1 D_{-\nu-1}(x) - M_2 D_{-\nu-1}(-x)] \exp \delta_g, \end{aligned} \tag{2}$$

где $D_\nu(x)$ — функции Вебера; индекс $\nu = -i(\pi/2)(l_1/\Lambda_{ext})^2$ определяет динамическое взаимодействие РЛ в кристалле с ЛИПР, Λ_{ext} — экстинкционная длина; $\delta_0 = x^2/4 - (i/2\pi)^{1/2}(x - x_0)(l_1/l_0)$, $\delta_g = \delta_0 + i(\mathbf{g}\mathbf{u})$; $f = (\chi_g/\chi_{-g})^{1/2}(\gamma_0/|\gamma_g|)^{1/2}$; $l_0 = \gamma_0\lambda(2\pi\chi_0)^{-1}$; параметр $x = x_0 + (2\pi i)^{1/2} z/l_1$, где $x_0 = -(2\pi i)\ l_1/\Lambda_{ext})y$ имеет смысл угловой расстройки (угловая координата y определена выражением (8.76) в работе [7]); $\chi_{0,g,-g}$ — фурье-компоненты поляризуемости в прямом (0) и дифракционных ($\mathbf{g}$, $-\mathbf{g}$) направлениях; $\gamma_{0,g}$ — направляющие косинусы лучей; λ — длина волны РЛ.

Коэффициенты M_1 и M_2 находятся из граничных условий, которые для конечного кристалла в случае Брэгга имеют вид $\Phi_0(z=0) = 1$, $\Phi_g(z=l) = 0$. Тогда амплитудный коэффициент отражения (АКО) определяется выражением

$$R^g = -if\nu^{1/2} \frac{D_{-\nu-1}(-x_1)D_{-\nu-1}(x_0) - D_{-\nu-1}(x_1)D_{-\nu-1}(-x_0)}{D_{-\nu-1}(-x_1)D_{-\nu}(x_0) + D_{-\nu-1}(x_1)D_{-\nu}(-x_0)}, \tag{3}$$

где $x_1 = x_0 + (2\pi i)^{1/2} l/l_1$.

Из (3) при $l_1/\Lambda_{ext} \ll 1$ (динамическое взаимодействие волн отсутствует) следует АКО для кинематического кристалла с ЛИПР [1, 2], а при $l_1 \gg \Lambda_{ext}$ (невозмущенное динамическое взаимодействие) — АКО идеального кристалла конечной толщины [7]. При $l \to \infty$ выражение (3) приводит к результату работ [5, 6]. Однако такой предельный переход к идеальному ($\Delta a \to 0$) полубесконечному кристаллу без поглощения нельзя считать корректным, кроме того, он не приводит к однозначному выражению для АКО. Это связано с тем, что задание граничного условия $\Phi_g(z=l) = 0$, использованного при получении (3), в случае полубесконечного кристалла теряет смысл. Эта трудность преодолевается заданием граничных условий только на входной поверхности: $\Phi_0(z=0) = 1$, $|\Phi_g(z=0)|^2 \leqslant 1$ и при $z \to \infty$ в области полного отражения в (2) следует сохранить только экспоненциально убывающие с ростом z члены. Отсюда получается следующее выражение для АКО полубесконечного кристалла с ЛИПР:

$$R^g = \mp if\nu^{1/2} D_{-\nu-1}(\pm x_0)/D_{-\nu}(\pm x_0), \qquad x_0 \lessgtr 2i\nu^{1/2}. \tag{4}$$

Знаки в (4) меняются на противоположные при $x_0 \leqslant 2iv^{1/2}$, а в решении, полученном в [5, 6] и вытекающем из (3) $(l \to \infty)$, — при $x_0 \leqslant 0$. Из (4) в рамках асимптотического разложения функций Вебера $(|\nu| \to \infty)$ следует однозначное относительно y выражение для АКО идеального полубесконечного кристалла: $R^g = y \pm \sqrt{y^2-1}$, $y \leqslant -1$.

Образование одностороннего осцилляционного профиля кривой дифракционного отражения (КДО) РЛ от кристаллов с ЛИПР [4] можно интерпретировать на основе развитого в [1, 2] построения, согласно которому рентгеновская волна при распространении в кристалле с ЛИПР приобретает дополнительный набег фаз за счет рассогласования параметра решетки Δa. Это позволяет разбить кристалл на определенные слои, подобные зонам Френеля в оптике, а l_1 имеет смысл толщины первого френелевского слоя. Отстройка от брэгговского угла θ_0, соответствующего первому френелевскому слою, переводит дифракционное отражение от одного слоя к другому, при этом интерференция РЛ от остальных слоев приводит к образованию осцилляций на КДО. Для полубесконечного кристалла максимумы осцилляций соответствуют брэгговским положениям нечетных, а минимумы — четных френелевских слоев. Из (4) в случае кинематического приближения $(l_1 \ll \Lambda_{ext})$ угловое положение m-го максимума определяется выражением

$$\Delta\theta^m = (2m+1)^{1/2} a (2 l_1 n \operatorname{ctg} \theta_0)^{-1}, \tag{5}$$

которое можно получить также непосредственным рассмотрением условия Вульфа—Брэгга для $(2m+1)$-го френелевского слоя.

Согласно (3), осцилляционный профиль КДО от конечного кристалла существенно зависит от толщины l. Период осцилляций в этом случае равен $\Delta\theta^k = [(2k+1) + (l/l_1)^2]\, a/(2ln \operatorname{ctg} \theta_0)$, $k = \pm 1, 2, 3 \ldots$ Отсюда при $\Delta a \to 0$ получаем выражение для побочных максимумов тонкого идеального кристалла, а при $l = (2m+1)^{1/2} l_1$, $m \to \infty$ следует (5).

Известно, что формула для АКО РЛ от кинематического совершенного кристалла совпадает с выражением для амплитуды дифрагированной на щели световой волны в случае Фраунгофера. Рассмотренная выше интерпретация КДО на основе построения зон Френеля позволяет распространить эту аналогию на более сложные случаи. В частности, можно показать, что кинематическая дифракция в кристалле конечной толщины l с ЛИПР аналогична дифракции Френеля на щели. Соответствие между угловыми распределениями интенсивностей в случае дифракции РЛ и дифракции света на щели устанавливается заменой: $b/L \to l/a$, $Y/r \to n \operatorname{ctg} \theta_0 \Delta\theta$, $(r/L)^{1/2} \to l_1/a$, где b — ширина щели, L — длина световой волны, r — расстояние от щели до экрана, Y — координата на экране. Уменьшение рассогласования параметра решетки Δa $(\Delta a \to 0)$ в случае дифракции РЛ аналогично увеличению r $(r \to \infty)$, т. е. переходу от дифракции Френеля к дифракции Фраунгофера. Кинематическая дифракция РЛ в полубесконечном кристалле с ЛИПР (в (4) $l_1 \ll \Lambda_{ext}$) соответствует дифракции света на полуплоскости.

Наше рассмотрение относится как к непоглощающим, так и к поглощающим кристаллам. В последнем случае вклад лежащих далеко от поверхности слоев Френеля мал. Поэтому осцилляционный профиль КДО быстро спадает по интенсивности по мере отстройки от угла θ_0.

Модель кристалла с ЛИПР использовалась для восстановления строения эпитаксиальных пленок по рентгендифракционным данным [8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Колпаков А. В. и др. Кристаллография, 1977, 22, с. 473. [2] Хапачев Ю. П. и др. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1980, 21, № 5, с. 57. [3] Беляков В. А., Сонин А. С. Оптика холестерических жидких кристаллов. М.: Наука, 1982. [4] Taupin D. Bull. Soc. Frans. Miner. Cryst., 1964, 87, p. 462. [5] Чуховский Ф. Н. Металлофизика, 1981, 3, № 5, с. 3. [6] Chukhovskii F. N. et al. Acta Cryst., 1978, A34, p. 610. [7] Пинскер З. Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982. [8] Беляев Ю. Н. и др. Поверхность, 1984, № 3, с. 60.

Поступила в редакцию
02.03.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 6

УДК 539.12:539.172.2

ПРЕИМУЩЕСТВЕННАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЯДЕР, ВОЗНИКАЮЩАЯ В ПРОЦЕССЕ БЕТА-РАСПАДА В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Н. Родионов, И. М. Тернов, О. Ф. Дорофеев

(кафедра теоретической физики)

Идея контролируемого воздействия на ход ядерных процессов интенсивным электромагнитным полем появилась сравнительно давно и еще в двадцатые годы активно обсуждалась Эйнштейном в связи с возможностью получить индуцированную радиоактивность путем бомбардировки вещества световыми квантами [1].

В нашей работе обсуждается ряд следствий, к которым может привести воздействие на процесс ядерного бета-распада интенсивного постоянного и однородного магнитного поля, характеризуемого напряженностью H. Существенно новыми по сравнению с первыми исследованиями в этой области [2, 3] являются полученные нами результаты, позволяющие не только представить достаточно полную картину своеобразного поведения вероятности бета-распада в магнитных полях различной напряженности, но также вскрыть ее зависимость от величины энерговыделения в распаде ($\varepsilon_0 mc^2$) и изучить весьма важные в экспериментальном отношении поляризационные характеристики.

Используя стандартную схему расчета, подробно проанализированную в работах [3, 4], для вероятности процесса бета-распада, протекающего в постоянном и однородном магнитном поле, можно получить выражение ($\hbar = c = 1$)

$$W/W_0 = 2\mu \left\{ \left[\frac{1+\zeta_n\zeta_p}{2} + \frac{2\alpha_0^2}{1+\alpha_0^2}\,\frac{1-\zeta_n\zeta_p}{2} \right] \left[\sum_{n=1}^{[N]} f(n) + \frac{1}{2} f(0) \right] + \right.$$

$$\left. + \zeta_n f(0) \frac{\alpha_0}{1+\alpha_0^2} \left[\frac{1+\zeta_n\zeta_p}{2} - \alpha_0 \frac{1-\zeta_n\zeta_p}{2} \right] \right\}, \tag{1}$$

$$f(n) = \int\limits_{(1+2n\mu)^{1/2}}^{\varepsilon_0} dx\,(\varepsilon_0 - x)^2 (x^2 - 1 - 2n\mu)^{-1/2}, \quad \mu = H/H_c,$$

$$H_c = m^2/e, \quad x = p_0/m, \quad p_0^2 = m^2 + 2neH + p_3^2, \quad W_0 = \frac{G^2 m^5}{4\pi}(1+\alpha_0^2),$$

где G — постоянная Ферми, $\alpha_0 = |G^A/G^V|$, $[N]$ — целая часть величины $N = (\varepsilon_0^2 - 1)/(2\mu)$, ζ_n, $\zeta_p = \pm 1$ — нормированные проекции спинов