Таким образом, существует 52 точечные группы антисимметрии для кристаллов с единичным направлением и с учётом 32 серых точечных групп автоантисимметрии получим 90 точечных групп антисимметрии кристаллов.

Для получения пространственных чёрно–белых кристаллографических групп симметрии используется аналогичная методика, когда, наряду с операциями точечной симметрии, рассматривается трансформация трансляции в антитрансляцию.

При расчете образных фигур черно–белых точечных групп необходимо использовать их матричное представление для расчета индексов граней правильной формы, взяв в качестве исходной грань (hkl). Очевидно, что матричное представление точечных и пространственных кристаллографических групп может использоваться и для вывода n-цветных групп симметрии. При выводе таких групп необходимо прежде всего указать связи между самими свойствами, например, a → b → c → a. Аналогичные правила надо установить для операций симметрии. n-цветным свойством может обладать только групп порядка kn (k – целое число). Метод построения матричного представления цветных групп аналогичен рассмотренному для чёрно–белых групп.

В.В.Кондратюк

Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины
Ул. Советская 104, 246019, Гомель, Беларусь
valery@gsu.unibel.by
(Руководитель Капшай В.Н.)

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОВОДЯЩЕМ ШАРЕ В БИИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

В данной работе решена граничная задача о рассеянии плоской циркулярно поляризованной электромагнитной волны на проводящем диэлектрическом шаре радиуса R, помещенном в биизотропную среду.

Для этой цели удобно использовать сферические электромагнитные волны (СЭВ), найденные в [1]. Тогда электрические напряженности падающей и рассеянной волн запишутся в виде

$$\vec{E}_\nu^{\,na\partial}(\vec{r}) = \sum_{J=1}^{\infty} E_J \vec{F}_{J\nu\nu}^{(j)}(k_\nu \mid \vec{r}),$$

$$\vec{E}_\nu^{\,pac}(\vec{r}) = -\sum_{J=1}^{\infty} E_J \sum_{\lambda=\pm1} f_{\lambda\nu}^{J} \vec{F}_{J\lambda\nu}^{(h^1)}(k_\lambda \mid \vec{r}), \qquad (1)$$

где $k_\nu = \left(\sqrt{\varepsilon\mu - \chi^2} + \nu\alpha\right)\omega / c$ – волновые числа биизотропной среды, $\vec{F}_{J\lambda M}^{(z)}(k \mid \vec{r})$ – функции, введенные в [2], а $f_{\lambda\nu}^{J}$ – коэффициенты рассеянного поля, подлежащие определению. Нетрудно, используя уравнения Максвелла и материальные уравнения для биизотропной среды, найти магнитные напряженности этих полей, что было сделано, например в [1] для падающей волны. Напряженность электрического поля внутренней волны должна иметь структуру аналогичную (1) с заменой сферических функций Ханкеля первого родя на сферические функции Бесселя, которые не имеют особенностей в начале координат:

$$\vec{E}_\nu^{\,вн}(\vec{r}) = \sum_{J=1}^{\infty} E_J \sum_{\kappa=\pm1} g_{\kappa\nu}^{J} \vec{F}_{J\kappa\nu}^{(j)}(k_\kappa \mid \vec{r}). \qquad (2)$$

Здесь $k_\kappa = \dfrac{1}{c}\sqrt{\mu_1\omega(\varepsilon_1\omega - i4\pi\sigma_1)}$ – комплексные волновые числа внутренней волны, σ_1 – проводимость диэлектрического шара, а $g_{\kappa\nu}^{J}$ – коэффициенты внутреннего поля, подлежащие определению.

Граничные условия, требующие непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей на поверхности шара (сфера радиуса R), дают систему для определения неизвестных коэффициентов, решая которую, коэффициенты $f_{\lambda\nu}^{J}$ и $g_{\kappa\nu}^{J}$ представим в виде

$$f_{\lambda\nu}^{J} = \left(k_\lambda \Delta_{\lambda\nu}^{f}\right)\cdot\left(k_\nu \Delta\right)^{-1}, \quad g_{\kappa\nu}^{J} = \left(k_\kappa \Delta_{\kappa\nu}^{g}\right)\cdot\left(k_\nu \Delta\right)^{-1}.$$

Здесь Δ – главный определитель системы, а $\Delta_{\lambda\nu}^{f}$, $\Delta_{\kappa\nu}^{g}$ – аналогичные характеристические определители.

Выражения для коэффициентов рассеянного и внутреннего полей проанализированы численно для различных значений параметров биизотропной среды и проводящего диэлектрического шара.

Список литературы

1. Кондратюк В.В. Сферические электромагнитные волны в биизотропной среде // Тезисы докладов 6-й Республиканской научной конференции студентов и аспирантов по ФКС. – Гродно: ГрГУ, 1998. – С. 89.
2. Годлевская А.Н., Капшай В.Н. Рассеяние электромагнитных волн на сферически–симметричных частицах в естественно–гиротропной среде // Оптика и спектроскопия. – 1990. – Т. 68 – В. 1. – С. 122–126.

С.В.Коновалов, О.С.Лейкина, В.В.Целлермаер, В.В.Коваленко, Н.К.Дорошенко, В.Е.Громов

Сибирский государственный индустриальный университет
Ул. Кирова, 42, 654007, Новокузнецк, Россия
konovserg@mail.ru, step@sibgiu.kemerovo.su
(Руководитель Громов В.Е.)

ИЗМЕНЕНИЕ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СУБСТРУКТУРЫ СТАЛИ 45Г17Ю3 ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ И ЭЛЕКТРОСТИМУЛИРОВАНИИ

Несмотря на многолетнюю историю исследования, проблема усталостного разрушения сталей и сплавов является актуальной и в настоящее время. С современной точки зрения разрушение представляется заключительным этапом эволюции субструктуры, наступающим после исчерпания материалом своих аккомодационных возможностей и образования критической субструктуры. Поэтому представляется весьма важной проблема диагностики критической стадии деформации материала при усталостных испытаниях.

В работе в качестве материала исследований была использована аустенитная сталь 45Г17Ю3 после горячей прокатки. Образцы для усталостных испытаний вырезали таким образом, что длинная ось заготовки располагалась параллельно направлению прокатки. Разрушение образцов, не подвергавшихся электростимулированию, происходило при числе циклов испытания $N_1 = 10{,}2 \cdot 10^4$. После $N_2 = 7 \cdot 10^4$ циклов нагружения механические испытания части образцов прекращали и образцы подвергали электростимулированию. Электростимулирование заключается в