

Кирхгофа не превышает 21%, векторизованной формулы Кирхгофа $\leq 16\%$, метода БПФ $\leq 12\%$.

В области боковых лепестков погрешность метода скалярной формулы Кирхгофа 26%, метода векторизованной формулы Кирхгофа $\leq 20\%$, метода БПФ $\leq 16\%$.

Анализ полученных данных позволяет сделать некоторые рекомендации по разработке оптимального метода расчета систем антенна — РПУ.

При разумных ограничениях и упрощениях метод должен давать хорошее совпадение со строгой теорией или с экспериментальными данными. Процесс вычисления ближних и дальних полей не должен быть трудоемким, т. е. метод практически реализуется на современных ЦВМ средней мощности. При современном положении развития отечественных ЦВМ этому требованию отвечают методы, основанные на операциях интегральных преобразований Фурье или Френеля.

В настоящее время важно знать, как можно точнее, распределение поля в области боковых лепестков. В методе должны быть отражены процессы переотражения и деполяризации, которые существенно влияют на уровень боковых лепестков.

Разработка конструкций антенных РПУ ставит задачу оптимального соотношения формы и размеров РПУ с размерами и местоположением излучающего раскрыва. Простота и экономичность метода должна позволять проводить оптимизацию расчета и проектирования реальных конструкций РПУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tricoles G.— J. Opt. Amer., 1964, v. 54, № 9, p. 1094.
2. Абрамов В. В., Каплун В. А.— Вопросы радиоэлектроники. Сер. общетехн., 1971, вып. 23, с. 14.
3. Peric D. C.— IEEE Transaction, 1970, v. 18, № 1, p. 7.
4. Ключников А. С. Теория волновых процессов.— Минск, 1977.
5. Балклав А.— Изв. АН Латвийской ССР. Сер. физ.-мат. наук, 1962, вып. 9, с. 73.
6. Зеленкевич В. М., Ключников А. С.— Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1978, № 2, с. 68.
7. Joy E. B.— IEEE Transaction, 1972, v. 20, № 3, p. 253.

Поступила в редакцию
29.03.79.

НИИ ПФП

УДК 539.172.3

Н. В. ЛОПАРЕВА, В. Л. ГУРАЧЕВСКИЙ

ПОЛЯРИЗУЮЩИЕ СВОЙСТВА МЕССБАУЭРОВСКИХ МИШЕНЕЙ ИЗ ЕСТЕСТВЕННОГО ЖЕЛЕЗА

Мессбауэровские мишени, помещенные в магнитное поле, обладают ярко выраженными свойствами «оптической» анизотропии в γ -диапазоне [1, 2]. Например, для них возможны аналоги эффектов Фарадея и двойного лучепреломления. Обычно в экспериментах с поляризованными γ -лучами используют высокообогащенные мишени. Представляет значительный интерес получение поляризованных пучков и их анализ в случае применения железной фольги, содержащей естественную примесь изотопа Fe^{57} . С этой целью рассмотрим выражения для показателей преломления γ -квантов, падающих на намагниченную мишень перпендикулярно к направлению магнитного поля.

Используя теорию, развитую в [1, 2], можно получить следующие явные выражения для показателей преломления γ -квантов, поляризованных перпендикулярно (n_1) и параллельно (n_2) направлению магнитного поля:

$$n_1 = 1 - \frac{\omega_n^2}{2\omega^2} + i \frac{\sigma_n Na}{2k} + \frac{aN/\gamma}{\omega - \omega_2 + \frac{i\gamma}{2}} + \frac{aN/\gamma}{\omega - \omega_3 + \frac{i\gamma}{2}};$$

$$n_2 = 1 - \frac{\omega_n^2}{2\omega^2} + i \frac{\sigma_n Na}{2k} + \frac{3}{4} \cdot \frac{aN/\gamma}{\omega - \omega_1 + \frac{i\gamma}{2}} +$$

$$+ \frac{1}{4} \cdot \frac{aN/\gamma}{\omega - \omega_3 + \frac{i\gamma}{2}} + \frac{1}{4} \cdot \frac{aN/\gamma}{\omega - \omega_4 + \frac{i\gamma}{2}} + \frac{3}{4} \cdot \frac{aN/\gamma}{\omega - \omega_5 + \frac{i\gamma}{2}}, \quad (1)$$

где $a = -\frac{\pi c^3}{\omega_0^3} \frac{\gamma_e}{\gamma}$; ω — частота падающих γ -квантов; ω_0 — частота нерасщепленного перехода; ω_i — резонансные значения частот, соответствующие переходам на рис. 1; ω_n — электронная ленгмюровская частота; γ_e — ширина упругого канала; γ — полная ширина линии; f — фактор Лэмба — Мессбауэра; N — число ядер Fe^{57} в единице объема; σ_n — сечение поглощения.

Рассмотрим вначале прохождение через мишень линейно поляризованного γ -излучения. Пусть поверхность мишени лежит в плоскости xu , магнитное поле направлено вдоль оси y , пучок падает вдоль оси z (рис. 2). Разложим вектор поляризации пучка $\vec{e}$ на составляющие вдоль осей x и y :

$$\vec{e} = \alpha \vec{e}_1 + \beta \vec{e}_2. \quad (2)$$

Так как в веществе каждое состояние поляризации распространяется со своим показателем преломления, то после прохождения мишени вектор поляризации имеет вид:

$$\vec{e}(l_n) = \alpha \vec{e}_1 e^{ikn_1 l_n} + \beta \vec{e}_2 e^{ikn_2 l_n}, \quad (3)$$

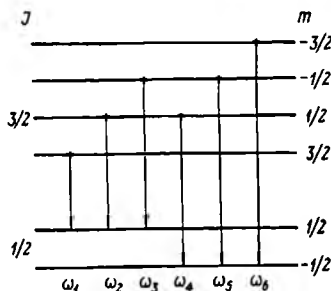


Рис. 1. Сверхтонкое магнитное расщепление уровней основного и 1-го возбужденного состояний ядер Fe^{57} и разрешенные переходы (J — спин ядра; m — магнитное квантовое число; ω_1 — ω_6 — частоты переходов)

где n_1 и n_2 — показатели преломления для волн, поляризованных соответственно вдоль осей x и y ; l_n — толщина мишени (поляризатора); k — волновое число.

Из выражения (3) видно, что если $\text{Im } n_1 \neq \text{Im } n_2$, то по мере прохождения через мишень вектор поляризации ориентируется вдоль оси x или y , т. е. мишень обладает способностью поляризовать пучок.

Предположим теперь, что вышедший из мишени пучок падает на вторую мишень, магнитное поле которой также расположено в плоскости xu , под углом Θ к полю в первой мишени. Для простоты далее первую мишень будем называть поляризатором, а вторую анализатором. Так как

$$\vec{e}_1 = \vec{e}'_1 \cos \Theta - \vec{e}'_2 \sin \Theta, \quad \vec{e}_2 = \vec{e}'_1 \sin \Theta + \vec{e}'_2 \cos \Theta,$$

то выражение (3) примет вид

$$\vec{e}(l_n) = (\alpha e^{ikn_1 l_n} \cos \Theta + \beta e^{ikn_2 l_n} \sin \Theta) \vec{e}'_1 + (-\alpha e^{ikn_1 l_n} \sin \Theta + \beta e^{ikn_2 l_n} \cos \Theta) \vec{e}'_2.$$

После прохождения поляризатора и анализатора:

$$\vec{e}(l_n + l_a) = (\alpha e^{ikn_1 l_n} \cos \Theta + \beta e^{ikn_2 l_n} \sin \Theta) e^{ikn_1 l_a} \vec{e}_1 + \\ + (-\alpha e^{ikn_1 l_n} \sin \Theta + \beta e^{ikn_2 l_n} \cos \Theta) e^{ikn_2 l_a} \vec{e}_2. \quad (4)$$

Обозначив $\tilde{\alpha}_1 = \alpha e^{-kn_1(l_n + l_a)} \cos \Theta$ и $\tilde{\beta}_1 = \beta e^{-k(n_2 l_n + n_1 l_a)} \sin \Theta$,

где $n' = \operatorname{Re} n$, $n'' = \operatorname{Im} n$, для амплитуды волны с поляризацией $\vec{e}_1'$ можно получить выражение:

$$E_{e_1'} = \tilde{\alpha}_1 [\cos kn_1' (l_n + l_a) + i \sin kn_1' (l_n + l_a)] + \\ + \tilde{\beta}_1 [\cos k(n_2' l_n + n_1' l_a) + i \sin k(n_2' l_n + n_1' l_a)].$$

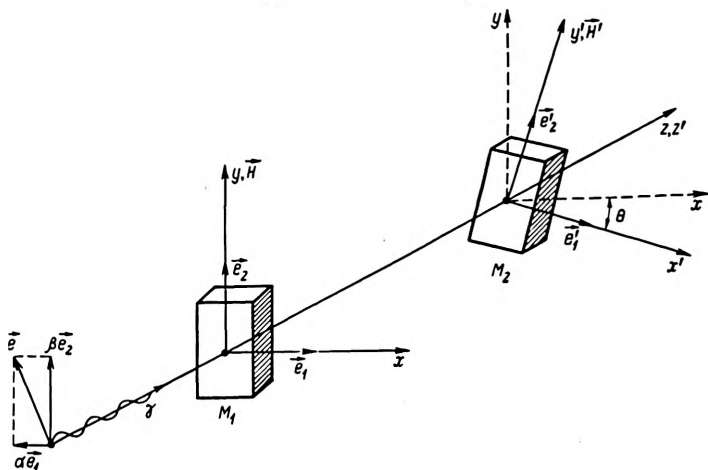


Рис. 2. Прохождение линейно-поляризованного излучения через систему двух мишеней (M_1 — поляризатор; M_2 — анализатор; H — напряженность магнитного поля)

Аналогично получается выражение для амплитуды волны с поляризацией: $\vec{e}_2'$:

$$E_{e_2'} = -\tilde{\alpha}_2 [\cos k(n_1' l_n + n_2' l_a) + i \sin k(n_1' l_n + n_2' l_a)] + \\ + \tilde{\beta}_2 [\cos kn_2' (l_n + l_a) + i \sin kn_2' (l_n + l_a)].$$

Для интенсивностей $I = |E|^2$ волн с поляризациями $\vec{e}_1'$ и $\vec{e}_2'$ после преобразований можно получить:

$$I_{e_1'} = \alpha^2 e^{-2kn_1'(l_n + l_a)} \cos^2 \Theta + \beta^2 e^{-2k(n_2' l_n + n_1' l_a)} \sin^2 \Theta + \\ + 2\alpha\beta \sin \Theta \cos \Theta e^{-k(n_1' l_n + 2n_1' l_a + n_2' l_n)} \cos k(n_1' - n_2') l_n, \quad (5) \\ I_{e_2'} = \alpha^2 e^{-2k(n_1' l_n + n_2' l_n)} \sin^2 \Theta + \beta^2 e^{-2kn_2'(l_n + l_a)} \cos^2 \Theta - \\ - 2\alpha\beta \sin \Theta \cos \Theta e^{-k(n_1' l_n + 2n_2' l_a + n_2' l_n)} \cos k(n_1' - n_2') l_n.$$

Полная интенсивность волны с поляризацией $\vec{e}$: $I_{\vec{e}} = I_{\vec{e}_1} + I_{\vec{e}_2}$. Учтем теперь, что неполяризованный пучок можно рассматривать как некогерентную смесь двух взаимно ортогональных плоских поляризаций. Интенсивность излучения с начальной поляризацией $\vec{e}' \perp \vec{e}$ легко найти, если учесть, что $\vec{e}' = \beta \vec{e}_1 + (-\alpha) \vec{e}_2$, т. е. для γ -квантов с поляризацией $\vec{e}'$ все предыдущие выкладки останутся в силе, если везде сделать замену α на β и β на $-\alpha$. Следовательно, выражения для интенсивностей $I_{\vec{e}_1}$ и $I_{\vec{e}_2}$ должны иметь вид:

$$\begin{aligned} I_{\vec{e}_1} &= \beta^2 \cos^2 \Theta e^{-2k n_1'' (l_n + l_a)} + \alpha^2 \sin^2 \Theta e^{-2k (n_2'' l_n + n_1'' l_a)} - \\ &- 2\alpha\beta \sin \Theta \cos \Theta e^{-k (n_1'' l_n + 2n_1'' l_a + n_2'' l_n)} \cos k (n_1' - n_2') l_n, \\ I_{\vec{e}_2} &= \beta^2 \sin^2 \Theta e^{-2k (n_1'' l_n + n_2'' l_a)} + \alpha^2 \cos^2 \Theta e^{-2k n_2'' (l_n + l_a)} + \\ &+ 2\alpha\beta \sin \Theta \cos \Theta e^{-k (n_1'' l_n + 2n_2'' l_a + n_2'' l_n)} \cos k (n_1' - n_2') l_n. \end{aligned} \quad (6)$$

Выражение для полной интенсивности волны после поляризатора и анализатора: $I = I_{\vec{e}_1} + I_{\vec{e}_2} + I_{\vec{e}_1} + I_{\vec{e}_2}$ после упрощения примет вид:

$$\begin{aligned} I &= \cos^2 \Theta e^{-2k n_1'' (l_n + l_a)} + \sin^2 \Theta e^{-2k (n_2'' l_n + n_1'' l_a)} + \\ &+ \sin^2 \Theta e^{-2k (n_1'' l_n + n_2'' l_a)} + \cos^2 \Theta e^{-2k n_2'' (l_n + l_a)}. \end{aligned} \quad (7)$$

В выражениях (1) обозначим: $z = a N \gamma^2 k f$,

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{(\omega - \omega_2)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} + \frac{1}{(\omega - \omega_3)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}, \\ v &= \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_1)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_3)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} + \\ &+ \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_4)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} + \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_5)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \end{aligned}$$

Тогда после подстановки (1) в (7) последнее примет вид:

$$\begin{aligned} e^{-\frac{I}{N a (l_n + l_a)}} &= \cos^2 \Theta e^{zu(l_n + l_a)} + \sin^2 \Theta e^{zu l_n + zu l_a} + \\ &+ \sin^2 \Theta e^{zu l_n + zu l_a} + \cos^2 \Theta e^{zu(l_n + l_a)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Выше сделан вывод о том, что намагниченная мишень обладает поляризующими свойствами. Рассмотрим предельный случай, когда показатели преломления для γ -квантов, поляризованных перпендикулярно и параллельно магнитному полю, сильно отличаются ($n_1' \gg n_2'$ или $n_1'' \ll n_2''$). Тогда после упрощения получим:

$$e^{-\frac{I}{N a (l_n + l_a)}} = \cos^2 \Theta, \quad (9)$$

что аналогично известному закону Малюса.

Итак, интенсивность излучения, прошедшего через систему поляризатор — анализатор, зависит от угла между осями поляризатора и анализатора.

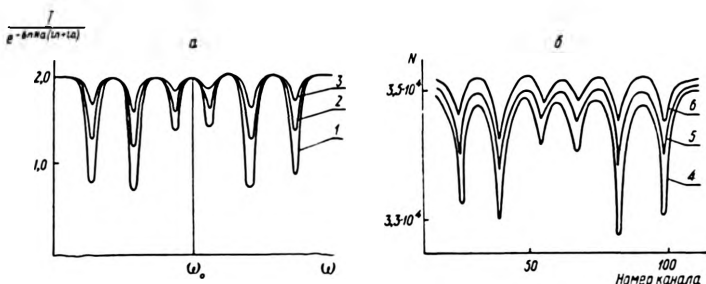


Рис. 3. Частотные зависимости интенсивности γ -излучения, прошедшего через систему поляризатор — анализатор для углов $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ (а — теоретические, б — экспериментальные)

На кривых 1, 2, 3 рис. 3 показана рассчитанная по формуле (8) частотная зависимость интенсивности γ -излучения для углов $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$. Толщина использованной фольги 10^{-3} см. Эксперимент проводился на мессбауэровском спектрометре, созданном на кафедре ядерной физики. Фольга намагничивалась постоянными магнитами. Системой коллиматоров устанавливалась геометрия опыта, не зависящая от вращения мишеней. Полученные результаты приведены на рис. 3 (кривые 4, 5, 6). Видно, что теоретический расчет согласуется с экспериментальными данными. Небольшое расхождение объясняется, по-видимому, тем обстоятельством, что в эксперименте величина намагничивающего поля составляла около 0,15 тл, что недостаточно для ориентации всех доменов. В расчетах же предполагалось, что вещество полностью магнитоупорядочено.

Авторы выражают глубокую благодарность В. Г. Барышевскому за постановку задачи и многочисленные полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред. — Минск, 1977.
2. Беляков В. А. — УФН, 1975, т. 115, с. 553.

Поступила в редакцию
16.04.79.

Кафедра ядерной физики и мирного
использования атомной энергии

УДК 621.396.677.7

Л. Н. ДАНИЛЕВСКИЙ, Ю. А. ДОМАНОВ, В. Н. ЗЕЛЕНКО,
В. В. ИЗОХ, О. В. КОРОБКО

ОПТИМИЗАЦИЯ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК С АНАЛОГО-ЦИФРОВЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ВХОДНЫХ СИГНАЛОВ

Вопросы синтеза антенных решеток (АР) с низким уровнем боковых лепестков диаграммы направленности (ДН) путем расчета амплитудных весовых коэффициентов на элементах решетки и межэлементных расстояний нашли достаточно широкое освещение в литературе [1—3].

В данной работе рассматривается синтез оптимальной в смысле [4] АР с цифровой обработкой сигналов путем оптимизации межэлементных расстояний, а также влияющие параметры АЦП на ряд характеристик ДН, в первую очередь, на уровень боковых лепестков.

Критерий оптимальности, предложенный в [4], заключается в минимизации мощности, принятой вне некоторого сектора $\pm \delta$ возле направ-