

теризоваться тремя частотами $\nu_1 = \frac{1}{2}(A_{\perp} - A_{\parallel}) = 37,56 \pm 0,11$ МГц, $\nu_2 = \frac{1}{2}(A_{\perp} + A_{\parallel}) = 54,42 \pm 0,10$ МГц, $\nu_3 = A_{\perp} = 91,98 \pm 0,10$ МГц. Это несоответствие между теорией и экспериментом, большее экспериментальных погрешностей, заставляет отказаться от аксиальносимметричной модели. Рассматривая случай не обладающего аксиальной симметрией тензора ГЭП, получаем при $\vec{B} = 0$ четыре энергетических уровня мюония: $E_0 = -3A/4$, $E_1 = A/4 + d(1 + \eta)/4$, $E_2 = \frac{A}{4} + d(1 - \eta)/4$, $E_3 = \frac{A}{4} - \frac{d}{2}$, где $\eta = \left| \frac{\varphi_{xx} - \varphi_{yy}}{\varphi_{zz}} \right|$ — параметр асимметрии тензора ГЭП. Как следствие, при $\vec{B} = 0$ Мш* характеризуется шестью частотами. Сопоставляя с экспериментально наблюдаемыми частотами 36,5, 53,3, 90,4 МГц переходы $3 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 0$ и $3 \rightarrow 0$ соответственно, извлекаем константы A , d и η :

$$d = -\frac{4}{3} \left(\nu_{32} + \frac{\nu_{21}}{2} \right) \simeq -49,1 \text{ МГц}; \quad A = \nu_{30} - \frac{2}{3} \left(\nu_{32} + \frac{\nu_{21}}{2} \right) \simeq 65,9 \text{ МГц} \quad (4)$$

$$\eta = -\frac{2\nu_{21}}{d} \simeq 0,024; \quad (\nu_{21} = 90,4 - 36,5 - 53,3 = 0,6 \text{ МГц}).$$

Отметим, что гамильтониан (3) с константами (4) хорошо описывает и эксперименты при $\vec{B} \neq 0$.

Рассмотрим теперь мюоний в α -кварце. Для описания эксперимента [3] ($T < 70$ К, $\vec{B} = 0$) используем (3) с $\eta \neq 0$. отождествляя наблюдаемые на опыте частоты с переходами $3 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$, имеем: $\nu_{31} = \left| \frac{3d}{4} + d\eta \right| = 7,9(1)$ МГц, $\nu_{32} = \left| \frac{3d}{4} - d\eta \right| = 6,2(1)$ МГц, $\nu_{21} = |d\eta/2| = 1,7(1)$ МГц. Отсюда находим, что $|d| = \frac{2}{3}(\nu_{13} + \nu_{12}) \simeq 9,2$ МГц, $\eta = 2\nu_{23}/d = 0,37$. Согласно [2], при комнатной температуре мюоний в кварце можно описать при помощи гамильтониана (1) с параметрами $A_{\perp} = \nu_0 = 4509(3)$ МГц, $A_{\parallel} - A_{\perp} = \delta\nu_z = -0,74(1)$ МГц. Отсюда имеем, что $d = \frac{2}{3}\delta\nu_z \simeq -0,49$ МГц, $A = \nu_0 + \frac{d}{2} \simeq \nu_0 = 4509(3)$ МГц. Уменьшение квадрупольной постоянной с ростом температуры можно объяснить, например, диффузией Мш* [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред.— Минск, 1976.
2. Brown J. A. et al.— Solid State Comm., 1980, v. 33, N 6, p. 613.
3. Brewer J. H. et al.— Hyperfine Interactions, 1981, v. 8, p. 405.
4. Holzschuh E. et al.— Phys. Rev. B, 1979, v. 20, N 11, p. 4391.
5. Boekema C. et al.— Hyperfine Interactions, 1979, v. 6, p. 167.
6. Boekema C. et al.— Hyperfine Interactions, 1981, v. 8, p. 401.
7. Барышевский В. Г., Кутень С. А.— Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ.— Л., 1978, с. 95.

Поступила в редакцию
23.10.81.

Кафедра ядерной физики и мирного использования
атомной энергии

УДК 621.396.67.01

А. Е. ПЕТРЯЕВ

О МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ В ПРОЕКТИРОВАНИИ СИСТЕМ «АНТЕННА—ОБТЕКАТЕЛЬ»

Пусть задачи проектирования решаются в некотором классе $\{AO_i, i=1, \dots, N\}$ систем АО. Каждый элемент AO_i предлагается описывать с помощью множества $\mu(AO_i) = \{(\hat{x}_i, g_{ih}), h=1, \dots, M\}$ математических моделей, различающихся по точности, экономичности, универсальности.

Такое описание объекта ориентировано именно на задачи проектирования, в которых не существует априорного критерия для выбора математической модели. Модель должна выбираться в процессе решения конкретной задачи проектирования конкретным методом. Важна не априорная точность модели, а согласование параметров, описывающих точность модели, и параметров проектного задания с параметрами метода.

Множество μ строится на основе различных методов $h=1, \dots, M$ решения прямой задачи об излучении системы. Анализ методов решения прямой задачи для различных систем АО позволяет сформулировать следующие утверждения.

1. Элементами каждой модели $m_h \in \mu$ (АО) для любой конкретной системы АО является единым образом, для всех m_h , определенный характеристический вектор системы (или характеристика) $\hat{x} = (j, \vec{p}) \in X = J \times P$ и оператор излучения $g_h: J \times P \rightarrow Y$.

Пояснение. Вектор $\hat{x} = (j, \vec{p})$ состоит из вектора возбуждения антенны j и конструктивного вектора обтекателя $\vec{p}$, компонентами которого являются действительные и мнимые части проницаемостей ϵ_t и толщины слоев d_t ($t=1, \dots, T$). Оператор g_h , который несет всю информацию о геометрии системы, определен на прямом произведении банахова пространства векторов возбуждения J и пространства конструктивных векторов $P = E^{3T}$ и действует в нормированное пространство Y полных диаграмм.

2. Множество μ состоит из сравнимых математических моделей, а именно: пусть задано некоторое множество $D \subseteq \text{dom } g_h \subset X$, $h \in \{h_i\}$, тогда для β -отклонения множеств $g_{h_1}(D)$, $g_{h_2}(D)$, имеет место:

$$\beta_Y(g_{h_1}(D), g_{h_2}(D)) \leq C^2(\vec{p}) \|\hat{j}\|_J^2, \forall h_1, h_2 \in \{h_i\}.$$

3. Для любой системы АО в μ (АО) можно указать такой элемент $\tilde{m}_h$, оператор излучения которого для $J = L_2$ и $Y = W_2^{(1)}$ будет линейным, вполне непрерывным, определяемым двумя векторами $\hat{j}_{1,2}(\theta, \varphi; \vec{p}) \in J$, зависящими от параметров θ, φ и $\vec{p}$, и имеет следующую структуру:

$$\tilde{g}_h[x] = \begin{pmatrix} (\hat{j}, \hat{j}_1(\vec{p}))_{L_2} \\ (\hat{j}, \hat{j}_2(\vec{p}))_{L_2} \end{pmatrix}. \text{ При этом имеет место точечная сходимость } \tilde{g}_h \text{ к } g, \text{ оператору излучения в случае свободного пространства.}$$

Пример. Для случая поверхностных антенн и систем дискретных излучателей под диэлектрическим обтекателем, построение такой $\tilde{m}_h$ проводится с использованием леммы Лоренца в интегральном виде. Поверхности интегрирования в этих случаях будут, соответственно, поверхность антенны и внутренняя поверхность обтекателя. Для получения окончательных выражений для операторов излучения используется МСФ. Данный подход, например, в случае дискретной антенны дает:

$$\begin{aligned} \tilde{g}[x] = & \begin{pmatrix} j_{\theta 1}(\theta, \varphi; \vec{p}) c_1 \dots j_{\theta L}(\theta, \varphi; \vec{p}) c_L \\ j_{\varphi 1}(\theta, \varphi; \vec{p}) c_1 \dots j_{\varphi L}(\theta, \varphi; \vec{p}) c_L \end{pmatrix}, \\ j_{\theta, \varphi; q} = & [n_{\varphi, q}^2(\vec{r}_{sq}) T^\perp(\vec{r}_{sq}) + n_{\theta, q}^2(\vec{r}_{sq}) T^\parallel(\vec{r}_{sq})] f_{\theta, \varphi; q} + \\ & + n_\theta(\vec{r}_{sq}) n_\varphi(\vec{r}_{sq}) (T^\parallel(\vec{r}_{sq}) - T^\perp(\vec{r}_{sq})) f_{\theta, \varphi; q}, \quad q = 1, \dots, L, \end{aligned}$$

где $T^\parallel, T^\perp(\vec{r}_{sq}, \vec{p})$ — коэффициенты прохождения для ортогональных поляризаций поля; $c_q, \begin{pmatrix} f_{\theta q} \\ f_{\varphi q} \end{pmatrix}$ — комплексная амплитуда возбуждения и полная диаграмма направленности q -го излучателя.