

личению интеграла перекрытия. Так, если излучение поляризовано параллельно оси $\{110\}$, возможен переход в состояние $\Phi_{1,x+y}$ (в атоме отсутствует электрон, орбиталь которого ориентирована вдоль оси $\{110\}$), более сильно взаимодействует с колебаниями q_7 и q_{10} , приводящими к образованию молекулярной орбитали

$$\psi = a\Phi_{1,x+y} + b(\Phi_{3,x+y} + \Phi_{5,x+y}). \quad (8)$$

Это соответствует образованию между двумя атомами связывающей, а между другими — разрыхляющей молекулярной орбитали. Таким образом, релаксация решетки, вызванная эффектом Яна—Теллера, приводит к образованию возбужденных двухатомных молекул в кристаллах благородных атомов и молекулярных ионов X_2^- в щелочно-галогидных кристаллах. Зная энергию связи в молекуле Cl_2 ($\sim 2,5$ эв), энергии сродства к электрону молекулы Cl_2 ($\sim 1,7$ эв) и атома Cl (3,6 эв), можно оценить энергию образования иона Cl_2^- из атома и иона хлора с помощью так называемого кругового цикла $\varepsilon \approx 0,6$ эв. Это означает, что эффект Яна—Теллера является статическим. Большая величина ε подтверждает необходимость учета образования двухатомных молекул при анализе электронной структуры экситонов.

Автор благодарен Ю. М. Попову за руководство в выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Murray R., Keller F. Phys. Rev., 137, A942, 1965, 153, 993, 1967.
2. Jortner J., Meyer L., Rice S. A., Wilson E. G. J. Chem. Phys., 42, 4250, 1967.
3. Wood R. E. Phys. Rev., 151, 629, 1966.
4. Кудыкина Т. А., Топтыго К. Б. «Физика твердого тела», 10, 2049, 1968.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963.

Поступила в редакцию
23.3 1970 г.

НИИЯФ

УДК 537.533.35

Н. Н. СЕДОВ

ОТОБРАЖЕНИЕ ДВУМЕРНЫХ МИКРОПОЛЕЙ В НЕПРОСВЕЧИВАЮЩИХ ЭЛЕКТРОННЫХ МИКРОСКОПАХ

В работе [1] получены формулы, определяющие контраст изображения на экране непросвечивающих электронных микроскопов (эмиссионного, зеркального и растрового) при наблюдении поверхностей твердых тел с электрическими или магнитными микрополями на них. Найдены общие закономерности образования контраста для всех трех типов приборов. Для расчета контраста задача разделяется на два этапа: рассчитывается смещение электронов $S(x, y)$ под действием микрополей и затем изменение яркости на экране под действием этого смещения. Величина смещения $S(x, y)$ на экране прибора (отнесенная к объекту) выражается формулой

$$S(x, y) = C_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta}{(\xi^2 + \eta^2)^\lambda}, \quad (1)$$

где $f(x, y)$ — напряженность одного из компонентов микрополя на поверхности, а параметры C_1 и λ зависят от типа прибора. Чаще всего встречается случай $\lambda = 3/4$. Это соответствует, например, случаю электрических и магнитных полей, наблюдаемых в электронном зеркальном микроскопе, электрических полей в эмиссионном микроскопе с апертурной диафрагмой и т. д.

Формула (1) существенно упрощается для случая одномерных микрополей зависящих только от одной координаты. Решая (1) относительно функции $f(x, y)$, можно выразить ее в явном виде, что дает решение обратной задачи. Большинство практических применений этого метода измерения параметров объекта связано с использованием формул для одномерных микрополей.

Однако имеется важный класс двумерных задач, которые допускают также простое решение как прямой, так и обратной задачи о контрасте изображения. Это

случай микрополей имеющих круговую симметрию, например круглых пятен на объекте, выступов и углублений круглой формы и т. д. При переходе к цилиндрической системе координат (r, φ, z) с началом координат в центре симметрии формула (1) преобразуется так:

$$S(r) = C_1 \int_0^{\infty} P(r, \rho) f(\rho) \rho d\rho, \quad (2)$$

где функция

$$P(r, \rho) = 2 \int_0^{\pi} \frac{\cos \varphi d\varphi}{(r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi)^\lambda}$$

выражается через гипергеометрические функции Гаусса.

Решение обратной задачи о контрасте в этом случае может быть получено из (2). Если это интегральное преобразование разрешить относительно функции $f(r)$, получим

$$f(r) = \frac{1}{16\pi^2 C_1} \int_0^{\infty} [P_1(r, \rho) S(r) - P_2(r, \rho) S(\rho)] \rho d\rho, \quad (3)$$

где

$$P_1(r, \rho) = 2 \int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{(r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi)^{2-\lambda}}$$

и

$$P_2(r, \rho) = 2 \int_0^{\pi} \frac{\cos \varphi d\varphi}{(r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \varphi)^{2-\lambda}}$$

Полученные формулы дают взаимно однозначную связь между функцией напряженности поля $f(r)$ и смещением $S(r)$. Поскольку на экране микроскопа обычно измеряется плотность тока $j(x, y)$, а не сама функция S непосредственно, следует также найти связь между ними. В общем случае двух измерений решение прямой задачи [2] дается соотношением

$$j(x + S_x, y + S_y) = \frac{j_0(x, y)}{D(x + S_x, y + S_y)} \quad (4)$$

$$D(x, y)$$

или в дифференциальной форме

$$j(x', y') dx' dy' = j_0(x, y) dx dy, \quad (5)$$

где

$$x' = x + S_x, \quad y' = y + S_y. \quad (5a)$$

Решение обратной задачи для двух измерений в общем случае получаем путем интегрирования соотношения (5):

$$I_0 = \int_{x_0}^x dx \int_{y_0}^y j_0(x, y) dy = \int_{x_0}^{x'} dx' \int_{y_0}^{y'} j(x', y') dy' = I'. \quad (6)$$

Возьмем определенную точку с координатами (x, y) , ей соответствует некоторое значение интеграла $I_0(x, y)$. Рассмотрим все точки (x', y') , для которых значение интеграла $I'(x', y')$ будет таким же (рис. 1). Это равенство определяет в плоскости (x', y') геометрическое место точек (кривую), причем в силу равенств (5a) и (6) конец вектора \vec{S} с компонентами S_x и S_y и с началом в точке (x, y) должен лежать на этой кривой. Для однозначного определения действительного вектора \vec{S} повторим эту же операцию, изменив направление интегрирования для одной из координат, например y (нижняя часть рис. 1). При этом получаем две системы пересекающихся кривых $I' = \text{const}$. Точка пересечения двух кривых для соответствующих значений I' дает нам координаты конца вектора \vec{S} , откуда получаем искомые проекции вектора S_x и S_y . Отметим, что это процедура довольно трудоемкая при выполнении ее вручную, поэтому для расчета смещения \vec{S} следует использовать ЭВМ.

При наличии круговой симметрии эта часть задачи также упрощается. Пусть в этом случае первоначальное распределение плотности тока на экране $j_0(x, y) = j_0(r)$; под действием микрополя участки изображения испытывают смещение $S(r)$, так что точка изображения с координатой r будет теперь иметь координату $r' = r + S(r)$. Исходя из закона сохранения тока в трубке, получаем

$$r j_0(r) dr = r' j(r') dr', \quad (7)$$

где $j(r')$ — плотность тока на экране после перераспределения. Отсюда

$$j(r + S) = \frac{j_0(r)}{[1 + S/r](1 + dS/dr)}, \quad (8)$$

что дает решение прямой задачи о плотности тока на экран.

Решение обратной задачи — определение смещений S по известной плотности тока — производится путем интегрирования соотношения (7):

$$I_0 = \int_0^r j_0(r) r dr = \int_0^{r+S} j(r') r' dr' = I'. \quad (9)$$

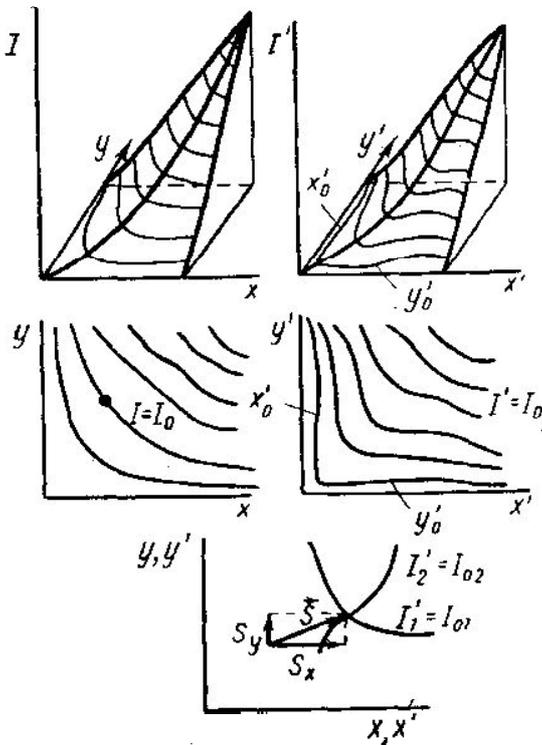


Рис. 1

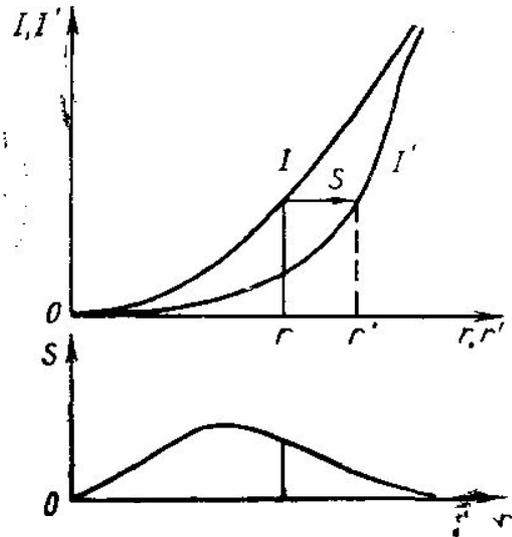


Рис. 2

Величина смещения $S(r)$ определяется как разность аргументов $S(r) = r' - r$ при равных значениях интегралов I и I' (рис. 2).

В качестве примера применения полученных формул ниже приводится расчет контраста изображения в электронном зеркальном микроскопе под действием точечного заряда на отображаемой поверхности. Использование формулы (2) дает в этом случае

$$S(r) = C_2 \sqrt{\frac{2e}{E_0 m}} q r^{-3/2} \frac{1}{4\pi} \left[\Gamma\left(\frac{1}{4}\right) \right]^2, \quad (10)$$

где e и m — заряд и масса электрона, E_0 — напряженность ускоряющего поля над объектом, q — величина заряда и C_2 — константа прибора. Если при этом на экране наблюдается черное пятно (отрицательный заряд в зеркале рассеивающего типа), то из (8) и (10) можно рассчитать его радиус:

$$r_1 = \frac{3}{5} \left(\frac{3C_2}{4\pi} \right)^{2/5} \left[\Gamma\left(\frac{1}{4}\right) \right]^{4/5} \left(\frac{e}{2E_0 m} \right)^{1/5} q^{2/5}. \quad (11)$$

Полное решение прямой задачи о контрасте состоит в нахождении функции $S(x, y)$ по заданному полю $f(x, y)$ согласно формуле (1) или (2), а затем в расчете плотности тока на экране по формуле (4) или (8) соответственно. Решение обратной задачи по нахождению поля по заданной картине контраста производится в обратном порядке. Сначала по формулам (6) или (9) путем интегрирования функции распределения плотности тока определяется функция смещения $S(x, y)$, а затем для нахождения поля решается с использованием ЭВМ интегральное уравнение (1) или — в случае полей с круговой симметрией — по формуле (3) находится решение уравнения (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Н. Н. «Изв. АН СССР», сер. физич., 32, № 7, 1175, 1968.
2. Sedov N. N. J. Microscopic, 9, No. 1, 1, 1970.

Поступила в редакцию
23.4 1970 г.

Кафедра
электроники

УДК 539.126.6

В. С. ЗАМИРАЛОВ

МАССОВЫЕ ФОРМУЛЫ $SU(3)$ И КЛАССИФИКАЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ ГИПЕРОНОВ

В связи с появлением новых данных о спектре элементарных частиц [1] представляет известный интерес обращение к массовым формулам $SU(3)$. Мы ограничимся только барионными октетами и сделаем попытку предсказать квантовые числа каскадных гиперонов. Более полное рассмотрение должно было бы включать соотношения между ширинами резонансов, однако в них не удастся последовательно учесть нарушение унитарной симметрии.

Из барионов и барионных резонансов, приведенных в [1], можно составить семь октетов $SU(3)$. При этом каскадным гиперонам $\Xi(1930)$, $\Xi(2030)$, $\Xi(2250)$ и $\Xi(2500)$ приписываются значения спин-четности J^P $5/2^-$, $5/2^+$, $7/2^+$, $7/2^-$ соответственно. Гиперон $\Xi(1820)$ помещается сразу в два октета с J^P $1/2^-$ и $3/2^-$. Для резонанса $\Sigma(2250)$ предполагается значение $J^P=7/2^-$. Гиперонный резонанс $\Lambda(2100)$ с квантовыми числами $1(J^P)=0(7/2^-)$ не подходит для заполнения октета $8(7/2^-)$, и мы его помещаем, как и $\Lambda(1405)$ и $\Lambda'(1520)$, в унитарный синглет. Нам приходится предположить существование $\Lambda(2100)$ с $J^P=7/2^+$ и приписать $\Lambda(2350)$ $J^P=7/2^-$. Такое распределение барионов по октетам, вообще говоря, отличается от обычного [2]. Заметим тут же, что для заполнения декуплетов остается весьма малое число резонансов.

В качестве критерия воспользуемся массовой формулой $SU(3)$. Формула Гелл-Манна — Окубо [3], выведенная в предположении, что унитарная симметрия нарушается членом, преобразующимся как компонент $J=Y=0$ октета, имеет вид

$$M_B = a_1 + b_1 Y + c_1 (I(I+1) - Y^2/4) \quad (1)$$

и пишется обычно для линейных масс барионов. Она приводит к соотношению

$$4(M_N + M_{\Xi}) = 2(M_{\Sigma} + 3M_{\Lambda}). \quad (2)$$

Из таблицы видно, что все семь барионных октетов с хорошей точностью удовлетворяют формуле (2). Соотношение (2) хорошо выполняется и для квадратов масс барионов (см. (2') таблицу).

В [4] предлагалась несколько иная формула для квадратов масс барионов

$$M_B^2 = a_2 + b_2 Y + c_2 I(I+1), \quad (3)$$

откуда следует соотношение