УДК 621.382.23

Г. И. ГРОМЕНКО, В. И. ЛОЙКО

ПРИВЛЕЧЕНИЕ ЗАДАЧИ ГЕРЦА ДЛЯ АНАЛИЗА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ В ПЛОСКОМ ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ СФЕРИЧЕСКИМИ ИГЛАМИ

Зависимость электрических свойств твердых тел от анизотропной деформации обычно объясняют влиянием давления на исследуемый образец [1—3]. Однако при этом не принимается во внимание изменение распределения напряжений при изменении условий деформирования на поверхности и в объеме исследуемого тела, вызванных этим давлением. Отсутствие такого учета, по нашему мнению, является одной из причин несоответствия экспериментальных результатов теоретическим моделям.

Рассмотрим наиболее распространенный случай деформации тел сферическими иглами (инденторами), когда микротвердость иглы $H_И$ равна или несколько больше микротвердости твердого тела $H_П$. Расчет распределения давления на поверхности соприкасающихся изотропных тел может быть выполнен по известной из теории упругости [4] формуле

$$F_{(x)} = \frac{3P}{2\pi a^2}\sqrt{1-\frac{2x^2}{a^2}} \text{ при } 2x^2 < a^2, \tag{1}$$

где a — радиус поверхности давления,

$$a = (PR)^{1/3}\left[\frac{3}{4}\left(\frac{1-\nu_П^2}{E_П}+\frac{1-\nu_И^2}{E_И}\right)\right]^{1/3}; \tag{2}$$

P — нагрузка на иглу; x — текущая координата, совпадающая по направлению с радиусом поверхности давления; R — радиус закругления иглы; $E_П$ и $E_И$ — модули Юнга плоского тела и иглы $\nu_П$ и $\nu_И$ коэффициенты Пуассона.

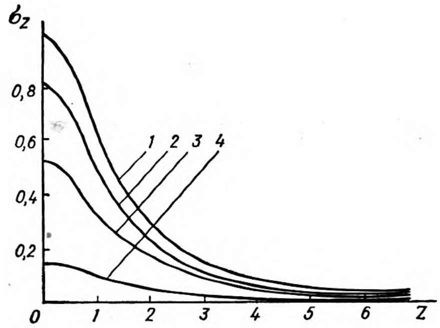
Из уравнения (1) следует, что максимальное давление возникает в центре поверхности давления (при $x \to 0$):

$$F_0 = 3P/2\pi a^2. \tag{3}$$

Если приравнять максимальное давление F_0 к величине микротвердости плоского твердого тела $H_П$ и определить допустимую нагрузку на иглу $P_{кр}$, то в области нагрузок $P < P_{кр}$ справедливо уравнение (1), которое отражает зависимость распределения давления на границе соприкасающихся тел, т. е. поверхности тела. Однако в большинстве случаев исследуемая активная область расположена в объеме полупроводника на определенной глубине z (считая от поверхности). Рассмотрим полубесконечное тело, ограниченное плоскостью XOY, на которое действует давление $F(x)$. В результате давления сферической иглы на плоскость XOY в теле возникнут нормальные σ_z и касательные τ_{rz} напряжения, описываемые следующими зависимостями [5]:

$$\sigma_z = F(x)\left[-1+\left(\frac{z}{\sqrt{a^2+z^2}}\right)^3\right], \tag{4}$$

$$\tau_{rz} = \frac{F(x)}{2}\left[\frac{1-2\nu_{П}}{2} + \frac{z(1+\nu_{П})}{\sqrt{a^2+z^2}} - \frac{3}{2}\left(\frac{z}{\sqrt{a^2+z^2}}\right)^3\right]. \qquad (5)$$



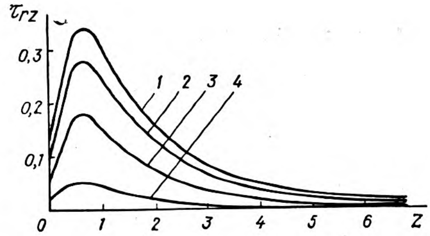


Рис. 1. Распределение нормальных σ_z напряжений:
1 — x=0; 2 —x=0,4; 3 — x=0,6; 4 — x=0,7

Рис. 2. Распределение касательных τ_{rz} напряжений. Пояснение то же, что и к рис. 1

Распределение напряжений σ_z (рис. 1) по глубине тела и радиусу области давления построено с помощью уравнения (4). За единицу измерения σ_z принято максимальное давление, равное F_0. За единицу измерения z принимается значение a. Из рис. 1 следует, что распределение нормальных напряжений в изотропном полубесконечном теле убывает по глубине в интервале значений $0 \leqslant z < \infty$ и в направлении радиуса поверхности давления в интервале $0 \leqslant x \leqslant 0{,}71a$. Наибольшее нормальное напряжение σ_{max} в рассматриваемом случае возникает в центре области давления (кривая *1*) и резко убывает при удалении от границы раздела соприкасающихся тел, принимая на глубине $z=6a$ значение $0{,}04F_0$.

Аналогичным образом построим распределение касательных напряжений, используя уравнение (5), в котором положим, например, для кремния $\nu_{П}=0{,}26$ [6]. Из приведенной на рис. 2 зависимости видно, что максимальное касательное напряжение для точки $z=0{,}64a$ достигает значения

$$\tau_{max} \cong F_0/2{,}9. \qquad (6)$$

Если учесть, что модуль сдвига G для твердых тел связан с модулем упругости E соотношением

$$G = E/2(1+\nu) \qquad (7)$$

и положить $\nu_{П} = 0{,}26$, то получим

$$G_{П} = E_{П}/2{,}5. \qquad (8)$$

Из выражений (3), (6) и (8) следует, что пластическая деформация скольжением слоев в плоском деформируемом теле на глубине $z=0{,}64a$, может протекать при давлении $F_0 \geqslant H_{П}$. Геометрические размеры плоского тела и радиус закругления иглы существенно влияют на расхождение теоретических и экспериментальных результатов. Приведенное на рис. 1,2 распределение напряжений справедливо только для полубесконечных кристаллов. Однако, как следует из рисунков, для образцов конечной толщины можно выбрать радиус деформирующей иглы таким образом, чтобы отношение толщины плоского тела п к радиусу поверхности давления a имело значение

$$h_{П}/a > 6.$$

В этом случае экспериментальное значение распределения нормальных напряжений по глубине тела будет отличаться от теоретического менее чем на 5%, а отклонение экспериментальных и теоретических значений касательных напряжений будет не хуже 3,0%.

Таким образом, для согласования экспериментальных и теоретических результатов при изучении деформации плоского твердого тела сферическими иглами следует учитывать распределение максимальных нормальных и касательных напряжений, которое существенно зависит от упругих свойств и геометрических размеров деформирующей иглы.

Авторы выражают благодарность Ю. В. Василевичу за консультацию по теории упругости и В. Ф. Стельмаху за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полякова А. Л., Шкловская-Корди В. В.— ФТТ, 1966, т. 8, № 1, с. 208.
2. Султанов Н. А., Усманов К. У.— ФТП, 1975, т. 9, № 8, с. 1544.
3. Горюнова О. Ф.— Электронная техника. Сер. 2, 1969, № 4/471, с. 15.
4. Лейбензон Л. С. Курс теории упругости.— М.— Л, 1947, с. 464.
5. Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Теория упругости.— М., 1975, с. 576.
6. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники.— М., 1965, с. 336.

Поступила в редакцию
10.11.78.

НИИ ПФП

УДК 535.372

В. А. ГАЙСЕНОК, В. Т. КОЯВА,
В. И. ПОПЕЧИЦ, А. М. САРЖЕВСКИЙ

РАСЧЕТ ФУНКЦИИ ФЛУКТУАЦИОННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛЯРНОМ РАСТВОРЕ ПО ЧАСТОТАМ ЧИСТО ЭЛЕКТРОННОГО ПЕРЕХОДА

Спектрально-люминесцентные свойства полярных растворов дипольных молекул во многом определяются функцией $\rho(\nu)$ распределения примесных центров, поглощающих или излучающих свет, по частотам чисто электронного перехода. При расчетах спектральных характеристик $\rho(\nu)$ выбирается достаточно произвольно [1—3], в связи с чем такие расчеты носят обычно иллюстративный характер и возникают трудности при сопоставлении их с экспериментом.

В работе [4] для измерения функции $\rho(\nu)$ предложен так называемый метод двойного сканирования спектров. Одним из основных недостатков его является необходимость проведения измерений при температурах жидкого гелия для уменьшения однородного уширения спектров, а также обязательная флуоресцентная способность растворов.

В общем случае задача нахождения функции распределения $\rho(\nu)$ решена в [5]. Однако и эта методика не нашла практического применения при исследованиях люминесценции полярных растворов, что связано с решением некорректной задачи [6] или с необходимостью измерения большого количества параметров.

В данной работе предлагается более простой приближенный метод нахождения функции распределения $\rho(\nu)$ для жестких растворов.

Будем исходить из предположения, что форма «элементарного» спектра поглощения известна и не меняется от центра к центру. Тогда суммарный спектр поглощения раствора $B(\nu)$, представляющий собой суперпозицию «элементарных» спектров, определяется выражением:

$$B(\nu) = \int_0^\infty \rho(\nu_0)\, b(\nu - \nu_0)\, d\nu_0, \tag{1}$$

где $\rho(\nu_0)$ — функция распределения частот центров тяжести «элементарных» спектров поглощения $b(\nu-\nu_0)$.

Найдем связь между моментами суммарного спектра поглощения и функции распределения. Предположим, что нулевой момент (площадь) «элементарного» спектра нормирован на единицу. Так как $\rho(\nu_0)$ по опре-