

где

$$P_0 = \frac{3P}{2\pi a^2}, \quad a = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{6PR_1R_2}{R_1+R_2} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)},$$

E_i ($i=1, 2$) — модуль Юнга материала рассматриваемых тел, ν_1, ν_2 — коэф. Пуассона, P — равнодействующая сил, приложенных к каждому из соприкасающихся шаров, R_1 и R_2 — радиусы кривизн соприкасающихся поверхностей. Наибольшие сжимающие К. н. (рис. 1, б) действуют в центре площадки и равны $\sigma_x = -p_0$, а между напряжениями $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ в центре площадки контакта существует зависимость $\sigma_x = \sigma_y = (1+2\nu)\sigma_z/2$. Макс. касательные напряжения в этом случае равны $\tau_{\max} = 0,3 p_0$ и имеют место в точке А, отстоящей от центра площадки контакта по оси Oz на расстоянии $0,786 a$.

2) Соприкасание двух цилиндров (рис. 2), оси к-рых образуют угол β ($0 < \beta \leq 0,5 \pi$); площадка контакта — эллипс; интенсивность распределения давления по этой площадке определяется ф-лой

$$p(x, y) = q_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{b^2} - \frac{y^2}{b^2(1-e^2)}},$$

где

$$q_0 = \frac{3P}{2\pi b^2 \sqrt{1-e^2}},$$

$$b = \sqrt{\frac{3}{2\pi} \frac{PE(e)}{(M+N)(1-e^2)} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)}.$$

Эксцентриситет эллипса e определяется из соотношения

$$\frac{M}{N} = \frac{(1-e^2)[K(e)-E(e)]}{E(e)-(1-e^2)K(e)},$$

где

$$M = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2 \beta_1}{R_1} + \frac{\sin^2 (\beta + \beta_1)}{R_2} \right],$$

$$N = \frac{1}{2} \left[\frac{\cos^2 \beta_1}{R_1} + \frac{\cos^2 (\beta + \beta_1)}{R_2} \right],$$

$$\operatorname{tg} 2\beta_1 = \left(-\frac{1}{R_2} \sin 2\beta \right) / \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \cos 2\beta \right),$$

$K(e), E(e)$ — полные эллиптич. интегралы 1-го и 2-го рода.

Если угол $\beta = \pi/2$, а $R_1 = R_2$ (рис. 2, б), то площадка контакта будет кругом и закон распределения давления по ней будет таким же, как и в случае сжатия шаров. Характерно, что макс. К. н. σ_z при сжатии двух шаров радиуса R примерно в 1,6 раза больше макс. К. н. σ_z при сжатии двух накрест лежащих цилиндров ($\beta = \pi/2$), радиусы к-рых равны R , а материал и равнодействующая P такие же, как и у шаров.

Если $\beta \rightarrow 0$, то большая ось площадки контакта между соприкасающимися цилиндрами увеличивается и при $R_1 \approx R_2, \beta \approx 5^\circ$ (или при $R_1 \approx 5R_2, \beta \approx 10^\circ$) становится сравнимой с радиусом цилиндра. В этом случае ф-лы для определения деформаций, полученные в теории Герца, не применимы. Однако ф-лы, полученные на основании этой теории (когда область контакта мала), имеют смысл и в этом случае, т. е. при $\beta \rightarrow 0$. В случае $\beta = 0$ (рис. 2, в) площадка контакта имеет вид полоски шириной $2l$. Распределение давления по этой полоске определяется ф-лой

$$p(x) = \frac{2Q}{\pi l^2} \sqrt{l^2 - x^2},$$

$$l = \sqrt{\frac{4QR_1R_2}{\pi(R_1-R_2)} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)},$$

где Q — нагрузка на единицу длины цилиндра.

Теория Герца и проблема К. н. в целом получили значительное матем. развитие в течение последних двух-трех десятилетий, что позволило изучить влияние сил трения между соприкасающимися телами на величину К. н.; исследовать случаи соприкасания тел, когда

одно из них является гибким, напр. плиты и балки на упругом основании, подкрепляющие кольца и стержни; рассмотреть случаи, когда линейные размеры области контакта сравнимы с радиусом кривизны соприкасающихся тел, напр. давление цилиндра на край цилиндра, отверстия в упругом теле, радиусы к-рых почти равны; решена задача в общем случае о давлении абсолютно жёсткого тела (штампа), круглого в плане, на упругое полупространство; решены нек-рые конкретные задачи для анизотропных тел и ряд др. задач.

Лит.: Рвачев В. Л., Проценко В. С., Контактные задачи теории упругости для неклассических областей, К., 1977; Моссаковский В. И., Гудрамович В. С., Макеев Е. М., Контактные задачи по теории оболочек и стержней, М., 1978; Галин Л. А., Контактные задачи теории упругости и вязкоупругости, М., 1980; Попов Г. Я., Концентрация упругих напряжений возле штампов, разрезов, тонких включений и подкреплений, М., 1982; Александров В. М., Мхитарян С. М., Контактные задачи для тел с тонкими покрытиями и прослойками, М., 1983; Тепляк М. И., Контактные задачи для областей с круговыми границами, Львов, 1983.

КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ — неравновесные электронные явления, возникающие при прохождении электрич. тока через контакт полупроводника с металлом или электролитом или через контакт двух различных полупроводников (*гетеропереход*) либо через границу двух областей одного и того же полупроводника с разным типом

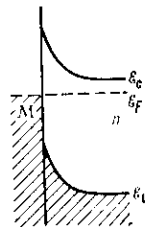


Рис. 1. Изгиб зон на контакте металл — электронный полупроводник с заборным слоем: E_F — уровень Ферми; E_C — край зоны проводимости; E_V — край валентной зоны.

носителей заряда (см. *p-n-переход*) и разной их концентрацией.

Приведение в контакт двух разл. материалов сопровождается перетеканием носителей (для определённости электронов) из одного в другой и образованием контактной разности потенциалов V_K . Напряжённость поля контактной разности потенциалов плавно убывает в глубь полупроводника, вызывая приконтактный изгиб краёв энергетич. зон (валентной зоны и зоны проводимости). Направление изгиба и его величина зависят от знака и величины V_K , определяемой разностью работ выхода, а также от знака и концентрации локализованных на поверхности раздела зарядов (адсорбированные ионы, заряженные поверхностные дефекты и др., см. ниже).

Выпрямляющие контакты. На контакте металла с электронным полупроводником изгиб зон вверх (рис. 1) означает, что приконтактный слой полупроводника имеет дефицит электронов и, следовательно, пониженную проводимость (*обеднённый слой*, заборный слой, слой Шоттки). При достаточно сильном обеднении электр. сопротивление этого слоя доминирует над сопротивлением нейтрального объёма полупроводника, так что последним можно пренебречь. Величина сопротивления слоя сильно зависит от напряжения, приложенного к нему. Это приводит к большой нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ) слоя и, в частности, к её сильной асимметрии относительно знака приложенного напряжения; сопротивление на обратной ветви ВАХ на много порядков величины превышает сопротивление на прямой ветви (эффект выпрямления). Прямая ветвь ВАХ соответствует такому внеш. напряжению, когда его поле уменьшает поле контактной разности потенциалов и сужает слой. На рис. 1 это соответствует положит. потенциалу на металле. Обратная ветвь ВАХ отвечает слоению полды внеш. источника и V_K (отрицат. потенциал на металле). При этом обеднённый слой расширяется с ростом внеш. напряжения. Нелинейность ВАХ и эффект выпрямления тока на контакте металл — полупроводник используются в диодах Шоттки.