

ФИЗИКА

УДК 621.923

А. Н. Жигалов

К ТЕОРИИ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО УПРОЧНЕНИЯ: КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ ТВЕРДЫХ СПЛАВОВ

UDC 621.923

A. N. Jigalov

ON THE THEORY OF AERODYNAMIC STRENGTHENING: VIBRATIONAL PROCESSES IN A CRYSTAL LATTICE OF HARD ALLOYS

Аннотация

На основе анализа колебательных процессов, протекающих в твердых сплавах, показано, что атомы кристаллической решетки совершают гармонические колебания в акустическом диапазоне частот. Методами численного моделирования установлено, что вывести из положения свободного равновесия атомы решетки возможно за счет воздействия на твердосплавное тело внешней волновой энергии порядка $(3,2 \dots 10,1) \cdot 10^{-21}$ Дж. Выдвинуто предположение, что, применяя явление резонанса, свойственное волновым процессам, можно достичь такой внешней энергии, которой будет достаточно для смещения атомов кристаллических решеток твердых сплавов.

Ключевые слова:

твердые сплавы, аэродинамическое упрочнение, атомы, колебательные процессы в кристаллической решетке, явление резонанса.

Abstract

Based on the analysis of vibrational processes taking place in hard alloys, it is shown that atoms of the crystal lattice perform harmonic oscillations in the acoustic frequency range. By means of the numerical simulation methods it was established that atoms of the crystal lattice can be driven out of free equilibrium by exerting the external wave energy of about $(3.2 \dots 10.1) 10^{-21}$ J on the carbide body. It is assumed that applying the phenomenon of resonance inherent in wave processes, it is possible to obtain such external energy, which will be sufficient for the displacement of atoms in the crystal lattices of hard alloys.

Keywords:

hard alloys, aerodynamic strengthening, atoms, vibrational processes in the crystal lattice, resonance phenomenon.

Введение

Для повышения стойкости твердых сплавов, представляющих собой гетерогенные композиции, состоящие из порошков карбидов вольфрама, титана, тантала, цементированных кобальтовой связкой, работающих в тяжелых технологических условиях с переменной

ударной нагрузкой, разработан метод аэродинамического упрочнения [1]. Эффект при упрочнении таким методом достигается за счет воздействия волн звуковой частоты на структуру твердых сплавов. В обработанных твердых сплавах происходит измельчение карбидных фаз и их перераспределение, уменьшение дислокаций внутренней структу-



ры [2]. Реализация такого воздействия основана на процессах, протекающих в кристаллической решетке твердых сплавов. На ряде машиностроительных заводов подтверждено повышение стойкости упрочненного твердосплавного инструмента, работающего с ударными нагрузками, в 2...4 раза [3].

Основная часть

Твердые сплавы на основе карбидов вольфрама, титана, тантала имеют поликристаллическое строение. В пределах поликристаллов атомы располагаются в определенном порядке, образуя геометрически закономерную простую или сложную кристаллическую пространственную решетку. В элементарной ячейке, построенной на трех векторах a_i , простой решетки атомы расположены только в вершинах образующего ячейку многогранника (рис. 1). В сложных решетках атомы могут находиться также внутри многогранника или на его гранях. Сложная кристаллическая решетка отличается от простой тем, что в ее элементарной

ячейке содержится более одного атома, число механических степеней свободы, приходящихся на одну элементарную ячейку, обязательно больше трех [4]. Кристаллическим решеткам свойственны различные виды симметрии, которые обладают свойствами совмещаться с собой при некоторых пространственных перемещениях (параллельных переносах, поворотах, отражениях или их комбинациях и т. д.). Простейшая кристаллическая решетка (см. рис. 1) состоит из элементарных ячеек, описываемых тремя кристаллографическими осями координат, которые выходят из центра атома и направлены параллельно ребрам элементарной ячейки под углами α , β и γ . Для решетки три основных некопланарных (не лежащих в одной плоскости) вектора a_1 , a_2 , a_3 выбраны так, что при смещении всего кристалла как целого на любой из этих векторов он совмещается сам с собой, а любая трансляция решетки может быть представлена как $\sum_i n_i a_i$ с целочисленными значениями n_i [5, с. 9–11].

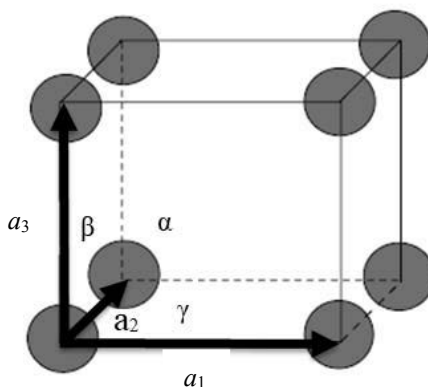


Рис. 1. Простейшая кубическая решетка

Параметры решетки представляют собой расстояния, измеряемые между атомами по ребрам элементарной ячейки. Размеры кубической решетки характеризуются длиной ребра куба a_1 ; гексагональной – двумя параметрами – стороной шестигранника a_1 и высотой призмы a_3 . Отношение a_3/a_1 характеризует

упаковку решетки. При $a_3/a_1 < 1,633$ атомы упакованы наиболее плотно, решетка называется гексагональной плотноупакованной. При $a_3/a_1 > 1,633$ гексагональная решетка имеет менее плотную упаковку атомов. Основными типами трехмерных кристаллических решеток, многократное повторение которых по



трем пространственным осям образуют атомные кристаллические решетки вольфрама, титана, тантала и их карбидов, а также кобальта, являются: объемно-центрированная кубическая (ОЦК) решетка, состоящая из двух элементарных ячеек со следующими параметрами элементарной ячейки: $a_1 = a_2 = a_3$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$; гранецентрированная кубическая (ГЦК) решетка, состоящая из двух элементарных ячеек с параметрами: $a_1 = a_2 \neq a_3$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$; сложная гексагональная плотноупакованная (ГПУ) решетка, состоящая из двух элементарных ячеек и имеющая следующие параметры элементарной ячейки: $a_1 = a_2 \neq a_3$; $\alpha = \beta = 90^\circ$; $\gamma = 120^\circ$.

В состоянии термодинамического равновесия расположение атомов, образующих идеальный кристалл, характеризуется строгой трехмерной периодичностью. Любое локальное отклонение от периодической структуры кристалла, возникающее в силу нарушения условий термодинамического равновесия в материале, вызывает дефекты и дислокации поликристаллической структуры, наличие которых всегда искажает кристалли-

ческую решетку, что выражается в изменении координации атомов, нарушении длин и углов межатомных связей, внедрении инородных атомов, образовании чужеродных фаз и т. д. Атомы совершают колебания около своих положений устойчивого равновесия [5]. Кристаллическая решетка представляет собой сложную колебательную систему, в которой атомы связаны в единый ансамбль. Если вывести приложенной силой F_0 эту систему из положения равновесия, что возможно совершить за счет температурного (тепловой энергии) и волнового (акустической энергии) воздействия, в кристалле возникнут сложные колебания. При этом в кристалле образуются акустические волны с параметрами, зависящими от состояния исходной структуры твердого сплава и исходных параметров от воздействия. Схема модели колебаний кристаллической решетки твердого сплава для одномерной линейной цепочки из n атомов одного сорта длиной $L = na$ (a – параметр решетки или период цепочки; n – количество атомов) представлена на рис. 2.

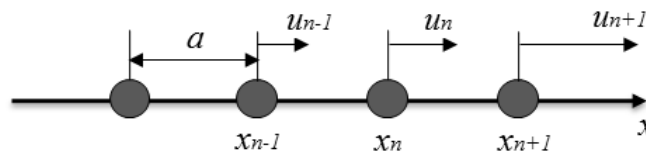


Рис. 2. Одномерная цепочка, состоящая из атомов одного сорта

Пусть u_n – смещение n -го атома из положения равновесия в процессе колебания. Допускаем, что каждый атом взаимодействует только с двумя соседними атомами. Тогда сила, с которой $(n + 1)$ -й атом действует на n -й, зависит от разности смещений этих двух атомов $u_{n+1} - u_n$. В приближении справедливости закона Гука и в соответствии со вторым законом Ньютона уравнение движения n -го атома будет иметь вид:

$$m \frac{d^2 u_n}{dt^2} = F_n = F_{n+1} + F_{n-1} = -\mu(u_n - u_{n+1}) - \mu(u_n - u_{n-1}), \quad (1)$$

где μ – упругая константа взаимодействия в законе Гука; m – масса атома; F_n, F_{n+1}, F_{n-1} – квазиупругие силы, действующие на соседние атомы.

Тогда после преобразования (1) получаем уравнение движения для n -го атома



$$m \frac{d^2 u_n}{dt^2} = \mu(u_{n+1} - u_{n-1} - 2u_n). \quad (2)$$

Система уравнений типа (2), записанных для каждого атома, полностью описывает колебания цепочки кристаллической решетки.

При длинноволновых колебаниях, т. е. когда колебания с длиной волны, много большей периода цепочки a (это свойственно волнам звуковой частоты), можно разность $u_{n+1} - u_n$ заменить на $a \left(\frac{du_n}{dx} \right)$. Тогда величина, стоящая в правой части (2), будет равна $\mu a^2 \left(\frac{d^2 u_n}{dx^2} \right)$. С учетом чего (2) преобразуется в волновое уравнение

$$\frac{d^2 u_n}{dt^2} = \frac{a^2 \mu}{m} \left(\frac{d^2 u_n}{dx^2} \right). \quad (3)$$

Колебания, изменяющиеся во времени по гармоническому закону, описываются в виде [4, с. 66]

$$u_n = A_n e^{-i\omega t}, \quad (4)$$

где A_n – комплексная амплитуда колебаний n -го атома; ω – частота гармонических колебаний.

Исходя из того, что уравнение колебаний с произвольной временной зависимостью, описываемой (4), может быть разложено в интегральный ряд Фурье по гармоническим колебаниям, из уравнения (2) для амплитуды A_n получим

$$-m\omega^2 A_n = \mu(A_{n+1} + A_{n-1} - 2A_n). \quad (5)$$

Уравнения вида (5) образуют бесконечную систему линейных уравнений. Если применить к цепочке граничные условия Борна-Кармана, то система будет конечной. Тогда, приравняв определитель к нулю, можно найти частоты колебаний, а затем, решив систему уравне-

ний для каждой из найденных частот, – соответствующие амплитуды.

Будем искать решение в виде плоской волны:

$$A_n = A e^{ikx_n}. \quad (6)$$

Подставив выражение (6) в (5), получим

$$-m\omega^2 e^{ikx_n} = \mu(e^{ikx_{n+1}} + e^{ikx_{n-1}} - 2e^{ikx_n}) \quad (7)$$

и с учетом того, что $x_{n+1} = x_n + a$ и $x_{n-1} = x_n - a$, имеем

$$-m\omega^2 = \mu(e^{ika} + e^{-ika} - 2). \quad (8)$$

Из (8) видно, что в одномерной цепочке распространяется гармоничная волна.

Так как $\frac{e^{ika} + e^{-ika}}{2} = \cos ka$, то из (8) имеем

$$\begin{aligned} \omega^2 \frac{\mu}{m} (2 - e^{ika} - e^{-ika}) &= \\ &= 2 \frac{\mu}{m} [1 - \cos ka] = 4 \frac{\mu}{m} \sin^2 \frac{ka}{2}. \end{aligned} \quad (9)$$

После преобразований получаем частоту колебаний атомов для одноатомной цепочки

$$\omega = \pm 2 \sqrt{\frac{\mu}{m}} \sin \frac{ka}{2}. \quad (10)$$

Согласно (10), частота волн, распространяющихся по цепочке, ограничена максимальной частотой

$$\omega_{\max} = 2 \sqrt{\frac{\mu}{m}}. \quad (11)$$

Константу взаимодействия в законе Гука μ можно оценить как отношение силы F_0 к смещению, равному межатом-



ному расстоянию a . Тогда ω_{\max} определится как

$$\omega_{\max} = 2\sqrt{\frac{F_0}{a^2 m}}. \quad (12)$$

Величину амплитуды свободных колебаний атомов A_{cv} в случае колебаний атомов решетки с частотой свободных колебаний ω_{cv} определим из равенства энергии нулевых колебаний, которая равна классической механической энергии колебаний одного атома решетки и квантовой энергии одного квазиимпульса акустического фонона, образующегося при взаимодействии колебаний атомов друг с другом [4]. Полная энергия наиболее общего движения атомов одномерного кристалла может быть представлена как сумма энергий нормальных колебаний, ведущих себя подобно линейным гармоническим осцилляторам с соответствующими частотами. Основные особенности колебаний одномерной (линейной) атомной цепочки имеют место и в случае трехмерной кристаллической решетки [5, с. 133]. Тогда сумма кинетической и потенциальной энергий E_{cv} атомной системы, на которую действует вынуждающая сила вида $F_0 = kx$, будет [6]

$$E_{cv} = \frac{m\omega_{cv}^2 A_{cv}^2}{2}. \quad (13)$$

С другой стороны, при взаимодействии колебаний атомов друг с другом эти колебания при квантовомеханическом описании ведут себя как фононы с энергией $E_{км}$ [5, с. 175], зависящей от частоты свободных колебаний ω_{cv} атома:

$$E_{км} = \frac{\hbar\omega_{cv}}{2}, \quad (14)$$

где \hbar – постоянная Планка.

С учетом равенств (13) и (14) амплитуда свободных колебаний атомов

кристаллической решетки при максимальной частоте ω_{\max}

$$A_{\omega_{\max}} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{\max}}}. \quad (15)$$

Максимальная энергия свободных колебаний атомов $E_{cv,\max}$, достаточная для смещения атомов, а следовательно, и других структурных элементов (дислокаций, кристаллических зерен) из положения равновесия в новое состояние, по аналогии с (13)

$$E_{cv,\max} = \frac{m\omega_{\max}^2 A_{\omega_{\max}}^2}{2}. \quad (16)$$

Для численной оценки значений ω_{\max} , $A_{\omega_{\max}}$, $E_{cv,\max}$ использовали следующие подходы и данные. Силу F_0 оценивали через энергию химической связи по порядку, равную величине 10 эВ, достаточной для смещения на межатомное расстояние, равное 1 Å. В расчетах применяли данные по плотности $\rho = 11100 \text{ кг/м}^3$ для твердого сплава Т15К6 как наиболее энергоемкого варианта. Постоянная Планка $\hbar = 6,626070040 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$. Межатомные расстояния a_i , радиусы R и массы m атомов принимали согласно [7–10]. Исходные данные приведены в табл. 1.

Карбид вольфрама WC существует в двух модификациях: α -WC и β -WC [7, с. 8]. Кубический карбид тантала TaC_y входит в группу сильно нестехиометрических соединений внедрения, имеет широкую область гомогенности от TaC_{0,72} до TaC_{1,00}, в связи с чем период кубической кристаллической решетки изменяется от 4,4277 Å – для TaC_{0,81} и до 4,4511 Å – для TaC_{0,96} [8]. Кобальт Co и карбид вольфрама WC существуют в виде нескольких модификаций: α -Co, β -Co, α -WC и β -WC [7, с. 8].



Табл. 1. Расчетные значения максимальных частот, амплитуд свободных колебаний атомов твердых сплавов и энергий, при которых происходят смещения структурных элементов твердых сплавов из положения равновесия

Наименование	$a_s, 10^{-10} \cdot \text{м}$	$R, \text{м}$	$S, \text{м}^2$	$m, 10^{-25} \cdot \text{кг}$	$\omega_{\text{max}}, 10^{13} \cdot \text{с}^{-1}$	$A_{\omega_{\text{max}}}, 10^{-11} \cdot \text{м}$	$E_{\text{св}_{\text{max}}}, \text{Дж}$
Атом W	3,160	$2,1 \cdot 10^{-10}$	$1,04 \cdot 10^{-19}$	3,053	1,45	1,189	$4,54 \cdot 10^{-21}$
Атом Та	3,310	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$7,74 \cdot 10^{-20}$	3,005	1,40	1,222	$4,37 \cdot 10^{-21}$
Атом Ti	2,951	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$6,81 \cdot 10^{-20}$	0,795	3,04	1,609	$9,53 \cdot 10^{-21}$
Атом α -Co	2,505	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$4,92 \cdot 10^{-20}$	0,979	3,23	1,407	$10,11 \cdot 10^{-21}$
Атом β -Co	2,505	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$4,92 \cdot 10^{-20}$	0,979	3,23	1,407	$10,11 \cdot 10^{-21}$
Атом α -WC	2,837			6,305	1,12	0,940	$3,52 \cdot 10^{-21}$
Атом β -WC	2,248			3,252	1,97	0,987	$6,18 \cdot 10^{-21}$
Атом TaC	4,430			3,204	1,01	1,391	$3,16 \cdot 10^{-21}$
Атом TiC	4,328			0,994	1,85	1,842	$5,81 \cdot 10^{-21}$
Дислокации до $\rho_d, 10^{14} \cdot \text{м}^{-2}$			$4,48 \cdot 10^{-18}$				$2,53 \cdot 10^{-19}$
Нанозерно 10...100 нм		$5,0 \cdot 10^{-9}$	$7,85 \cdot 10^{-17}$				$1,61 \cdot 10^{-17}$
Особомелкозернистое зерно 0,1...0,5 мкм		$5,0 \cdot 10^{-8}$	$7,85 \cdot 10^{-15}$				$1,61 \cdot 10^{-15}$
Мелкозернистое зерно 0,5...2 мкм		$2,5 \cdot 10^{-7}$	$1,96 \cdot 10^{-13}$				$4,04 \cdot 10^{-14}$
Среднезернистое зерно 2...10 мкм		$1,0 \cdot 10^{-6}$	$3,14 \cdot 10^{-12}$				$6,46 \cdot 10^{-13}$
Крупнозернистое зерно 10...16 мкм		$5,0 \cdot 10^{-6}$	$7,85 \cdot 10^{-11}$				$1,61 \cdot 10^{-11}$

Для гексагональных решеток бра-лось наименьшее межатомное расстояние, т. к., согласно (12), для таких граней требуется применение наибольшей максимальной частоты. Площади и объемы атомов определяли по формулам: для решеток ОЦК и ГЦК – $S = a^2$, $V = a^3$; для ГПУ – $S = 3\sqrt{3} a^2/2$, $V = 3\sqrt{3} a^2 c/2$. Площади дислокаций укрупненно определяли через объемы дислокаций $V, \text{м}^3$. Как показывают исследования, для твердых сплавов плотность дислокаций находится в пределах $\rho_d = 10^{14} \dots 10^{15} \text{ м}^{-2}$, а с учетом кривой Одингга [11, с. 68] объем дислокаций для таких плотностей находится в пределах $10^9 \dots 10^{12} \text{ м}^3$. Размер зерен карбидов, входящих в поликристаллические твердые сплавы, составляет

0,1...0,5; 0,5...2; 2...10 и 10...16 мкм соответственно для особомелкозернистых, мелкозернистых, среднезернистых и крупнозернистых твердых сплавов, а для нанозернистых – от 10 до 100 нм. Карбиды представляют собой кристаллиты в основном округлой формы или близкой к ней [12, с. 385]. Подтверждением этого является отображенная на рис. 3 морфология мелкодисперсного порошка карбида вольфрама. В расчетах использовались минимальные размеры фракций порошков из каждой группы, что является наиболее худшим вариантом при исследовании влияния волновой энергии. Средняя площадь зерен определялась исходя из радиуса R по формуле $S = \pi R^2$, а средний объем зерен как $V = 4\pi R/3$.



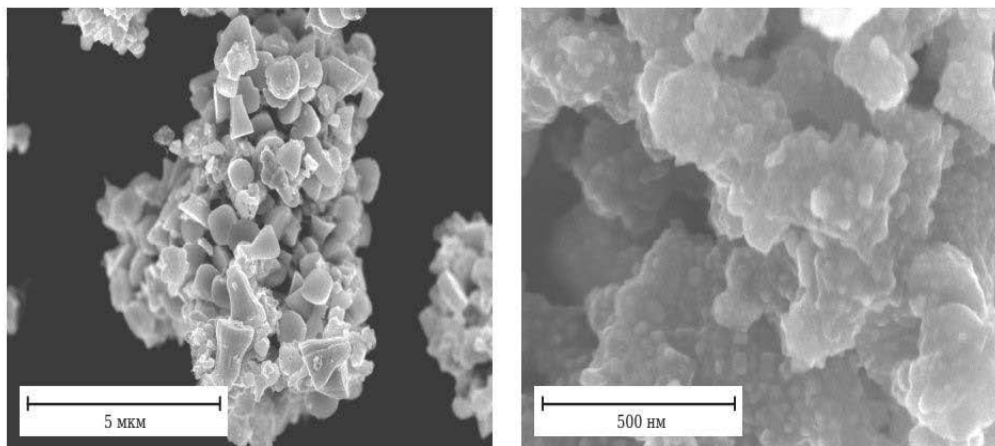


Рис. 3. Морфология порошка карбида вольфрама при различном увеличении

В результате численного моделирования произведены расчеты максимальных частот ω_{\max} и амплитуд $A_{\omega_{\max}}$, соответствующих максимальным частотам, а также максимальной энергии свободных колебаний атомов $E_{ce_{\max}}$, при которой происходят смещения структурных элементов из положения равновесия для атомов элементов W, Ta, Ti, Co, атомов карбидов α -WC, β -WC, TaC, TiC, дислокаций (крайних размеров) и зерен (наименьшие значения из классов) Co, карбидов β -W₂C, W₂C, TaC, TiC, для нанозернистых, особомелкозернистых, мелкозернистых, среднезернистых и крупнозернистых твердых сплавов. Энергию $E_{ce_{\max}}$ для дислокаций и зерен определяли исходя из количества $E_{ce_{\max}}$ для атома α -Co и соотношения площадей расчетного элемента и площади атома α -Co. Данные расчетов приведены в табл. 1.

Результаты расчетных величин ω_{\max} (см. табл. 1), являющихся константой, определяемой межатомным расстоянием и скоростью распространения нормальных колебаний, для конкретной кристаллической решетки, с достаточной степенью точности согласуются с результатами частот колебаний атомов в твердом теле $\omega_{\max} \approx 3,0 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, приведенных в [13, с. 104]. Эволюция

дефектной структуры (смещение атомов кристаллической решетки) материала влечет за собой существенные изменения его макроскопических свойств. Управляя мезо- и макроструктурой материала, можно управлять свойствами материала на макроуровне. Вывести из положения свободного равновесия атомы возможно за счет придания твердому телу внешней энергии, пропорциональной, согласно зависимости (16), квадрату частоты и амплитуды свободных колебаний атомов. Однако практически создать в совокупности такие частотные, принадлежащие к гиперзвуковому (более 10^{13} Гц) диапазону колебаний, и амплитудные, порядка 10^{-11} м, параметры не представляется возможным.

Выдвинуто предположение, что можно значительно увеличить энергию внешнего воздействия за счет применения явления резонанса, свойственного волновым гармоническим процессам. Тем самым, существенно увеличив за счет внешнего воздействия амплитуду колебаний при невысоких исходных частотах, находящихся в звуковом спектре колебаний, можно достичь такой энергии, которой будет достаточно для смещения атомов кристаллических решеток основных элементов твердых сплавов. При резонансе происходит насыщение энергии, которая при совпа-



дении собственной и вынужденной частот способствует увеличению амплитуды колебаний. Выражение для резонансной амплитуды $A_{рез}$ выглядит следующим образом:

$$A_{рез} = \frac{F_0}{2m\delta\sqrt{\omega_1^2 - \delta^2}}. \quad (17)$$

Согласно (17), видно, что большие по величине амплитуды можно достичь лишь при низких частотах колебаний, т. к. при высоких частотах колебаний ω_1 значение $A_{рез}$ будет стремиться к нулю. На рис. 4 представлена графическая реализация зависимости (17) при коэффициенте затухания $\delta = 0,094$.

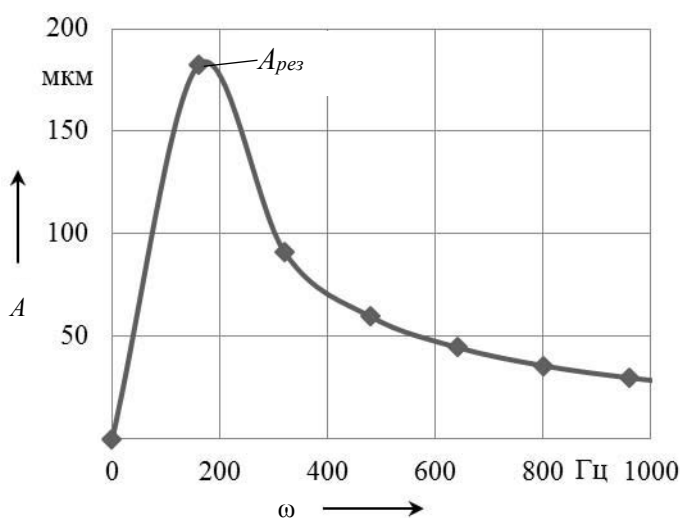


Рис. 4. Влияние амплитуды A от частоты внешних колебаний ω при коэффициенте затухания $\delta = 0,094$

Анализ графической кривой (см. рис. 4) для аэродинамического резонатора с коэффициентом затухания $\delta = 0,094$ показывает, что оптимальный диапазон частот внешних воздействий, при которых возникают резонансные амплитуды, лежит в звуковом спектре частот в диапазоне частот до 300 Гц, а резонансная частота возникает на частотах внешних колебаний ω , равных 140...170 Гц, что также подтверждает вывод о высокой эффективности волн звуковой частоты.

Заключение

На базе анализа колебательных процессов, протекающих в твердых сплавах на основе карбидов вольфрама, тита-

на, тантала, цементированных кобальтовой связкой, имеющих поликристаллическое строение, показано, что атомы решетки совершают гармонические колебания в акустическом диапазоне частот. При этом возбуждение атомов кристаллической решетки возможно за счет передачи твердому телу внешней энергии. Максимальные частоты свободных колебаний атомов титана, вольфрама, тантала и кобальта, являющихся основными элементами твердых сплавов, принадлежат к гиперзвуковому диапазону колебаний. Методами численного моделирования явлений, происходящих в структуре кристаллической решетки твердых сплавов, установлено, что максимальная энергия свободных колебаний атомов, приводящая к смещению атомов кристаллической

решетки твердых сплавов, находится в пределах $(3,2 \dots 10,1) \cdot 10^{-21}$ Дж. Дислокации возможно переместить и изменить их величину за счет приложения максимальной энергии в размере $2,53 \cdot 10^{-19}$ Дж. Кристаллические зерна, образующие твердые сплавы, дробятся и смещаются при приложении внешней энергии от $1,6 \cdot 10^{-17}$ до $1,6 \cdot 10^{-11}$ Дж. Достижение таких значительных энергий на уровне кристаллической решетки известными методами является проблематичным. Величины максимальных энергий свободных колебаний атомов Ti и Co в 2,2 раза больше, чем максимальных энергий атомов Ta и W.

Эволюция дефектной структуры (смещение атомов кристаллической решетки, дефектов и дислокаций) твердых сплавов под действием приложения энергии звуковых волн способна к существенному изменению их макроскопических свойств.

Выдвинуто предположение, что за счет применения явления резонанса, свойственного волновым гармоническим процессам, возможно значительно увеличить энергию внешнего воздействия и тем самым, существенно увеличив амплитуду колебаний при невысоких исходных частотах, находящихся в звуковом спектре колебаний, достичь такой внешней энергии, которой будет достаточно для смещения атомов титана, вольфрама, тантала и кобальта, являющихся основными элементами кристаллических решеток твердых сплавов, и придать за счет этого твердым сплавам новые свойства. Оптимальный диапазон частот внешних воздействий, при которых возникают резонансные амплитуды, лежит в звуковом спектре частот в диапазоне до 300 Гц. В диапазоне ультразвуковых частот эффекты, связанные с возникновением резонансных амплитуд, получить невозможно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Способ аэродинамического упрочнения изделий : пат. ВУ 21049 / А. Н. Жигалов, Г. Ф. Шатуров, В. М. Головков. – Опубл. 30.06.2017.
2. **Жигалов, А. Н.** Адаптивное управление при совмещенной обработке резанием и ППД / А. Н. Жигалов. – Могилев : МГУП, 2013. – 236 с.
3. **Жигалов, А. Н.** Влияние износа твердых сплавов, упрочненных аэродинамическим воздействием, на шероховатость обработанной поверхности при фрезерно-карусельном резании / А. Н. Жигалов // Вестн. Белорус.-Рос. ун-та. – 2017. – № 3 (56). – С. 5–15.
4. **Вонсовский, С. В.** Квантовая физика твердого тела / С. В. Вонсовский, М. И. Канцельсон. – Москва : Наука, 1983. – 336 с.
5. **Ансельм, А. И.** Введение в теорию полупроводников / А. И. Ансельм. – Москва : Мир, 1965. – 588 с.
6. **Северденко, В. П.** Ультразвук и пластичность / В. П. Северденко, В. В. Клубович, А. В. Степаненко. – Минск : Наука и техника, 1976. – 448 с.
7. **Креймер, Г. С.** Прочность твердых сплавов / Г. С. Креймер. – Москва : Metallurgia, 1971. – 247 с.
8. **Курлов, А. С.** Физика и химия карбидов вольфрама / А. С. Курлов, А. И. Гусев. – 2-е изд. – Москва : Физматлит, 2013. – 272 с.
9. Влияние нестехиометрии карбида тантала TaC_y на размер частиц нанопорошков, полученных размолом / А. С. Курлов и [др.] // Физика твердого тела. – 2015. – Т. 57, вып. 1. – С. 66–74.
10. **Бурков, П. В.** Исследование дефектов кристаллической решетки и деформации порошков карбида титана, полученных карботермическим способом / П. В. Бурков // Вестн. КузГТУ. – 2009. – № 3. – С. 106–108.
11. **Материаловедение : учебное пособие для вузов / Под ред. Л. В. Тарасенко. – Москва : ИНФРА-М, 2013. – 475 с.**
12. **Айзенкольт, Ф.** Порошковая металлургия / Ф. Айзенкольт. – Москва : Гос. науч.-техн. изд-во лит-ры по черной и цветной металлургии, 1959. – 520 с.



13. **Епифанов, Г. И.** Физические основы микроэлектроники / Г. И. Епифанов. – Москва : Совет. радио, 1971. – 376 с.

Статья сдана в редакцию 20 марта 2018 года

Анатолий Николаевич Жигалов, канд. техн. наук, генеральный директор, ЗАО «Промлизинг».
E-mail: jigalov6@mail.ru.

Anatoly Nikolayevich Jigalov, PhD (Engineering), Director General, CJSC Promlizing.
E-mail: jigalov6@mail.ru.

