

УДК 534.01:539.6

РАДИАЛЬНАЯ РЕАКЦИЯ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКИ НА ДИНАМИЧЕСКОЕ ДАВЛЕНИЕ

© 2021 г. С. В. Дмитриев^{1,*}, член-корреспондент РАН М. А. Ильгамов^{2,3,4,**}

Поступило 28.06.2021 г.
После доработки 20.09.2021 г.
Принято к публикации 10.11.2021 г.

Рассматривается радиальная динамика однослойной углеродной нанотрубки при динамическом сжатии в линейной постановке. Применяется уравнение изгибной деформации тонкостенной цилиндрической оболочки (кругового кольца), основанное на гипотезах Кирхгоффа. Привлекается эффективный параметр, полученный сравнением собственных частот в рамках молекулярной динамики и теории упругих оболочек. Прикладываемое внешнее давление изменяется ступенчато и далее остается постоянным в пределах рассматриваемого времени. В зависимости от отношения этого давления к критическому значению статического давления изучаются режимы колебательно-го движения и экспоненциального возрастания прогиба. Эти величины представляются также через число атомов углерода, образующих круговое кольцо.

Ключевые слова: углеродная нанотрубка, эффективные параметры, давление, динамическое поведение

DOI: 10.31857/S2686740021060080

1. При изучении эксплуатационных характеристик углеродной нанотрубки, в том числе ее статического и динамического поведения под действием приложенных нагрузок, применяются методы молекулярной динамики, молекулярной механики, континуальной механики [1–5]. В последнем случае вводятся в рассмотрение эффективные размеры трубки, эффективные упругие и массовые параметры. В данной работе используются соотношения теории тонких оболочек и параметр, определенный из сравнения собственных частот в рамках молекулярной динамики и классической механики.

Рассматривается воздействие всестороннего динамического давления на внешнюю поверхность однослойной углеродной нанотрубки. Вопросы воздействия давлений на нанотрубки рассматри-

ваются в обзорах [6, 7]. Имеются экспериментальные исследования динамических, структурных, электрических свойств однослойных и многослойных нанотрубок в зависимости от всестороннего статического и динамического давления [8–13]. В указанных работах приведено также теоретическое моделирование в рамках молекулярной динамики и континуальной механики. Дается анализ деформации изолированной нанотрубки под статическим давлением, который является необходимым шагом при изучении сложного поведения пучка нанотрубок под динамическим давлением. Показано [10, 11], что при увеличении статического давления до $p_1 \approx 3DR^{-3}$ поперечное сечение трубки приобретает форму эллипса (D – изгибная жесткость, R – радиус). При этом радиальная жесткость трубки уменьшается на два порядка [11]. Увеличение давления до $p_2 \approx p_1(1 - \ln(F_2F_1^{-1}))$ приводит к форме сечения с двумя противоположными точками с нулевой кривизной. При дальнейшем увеличении давления до $p_3 \approx p_1(1 - \ln(F_3F_1^{-1}))$ происходит рост деформации и изменение электрических свойств трубки (появление полупроводникового состояния). Здесь F_1, F_2, F_3 – площади поперечного сечения, соответствующие давлениям p_1, p_2, p_3 . Для однослойной нанотрубки (10, 10) $p_1 = 1.55$ ГПа, $p_2 = 1.75$ ГПа, $p_3 = 2.2$ ГПа [10].

Рассматриваются вопросы структурных переходов в пучках нанотрубок при лазерном обжа-

¹ Институт прикладной физики
Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

² Институт машиноведения им. А.А. Благонравова
Российской академии наук, Москва, Россия

³ Башкирский государственный университет,
Уфа, Россия

⁴ Институт механики им. Р.Р. Мавлютова
Уфимского федерального исследовательского центра
Российской академии наук, Уфа, Россия

*E-mail: dmitriev.sergey.v@gmail.com

**E-mail: ilgamov@anrb.ru

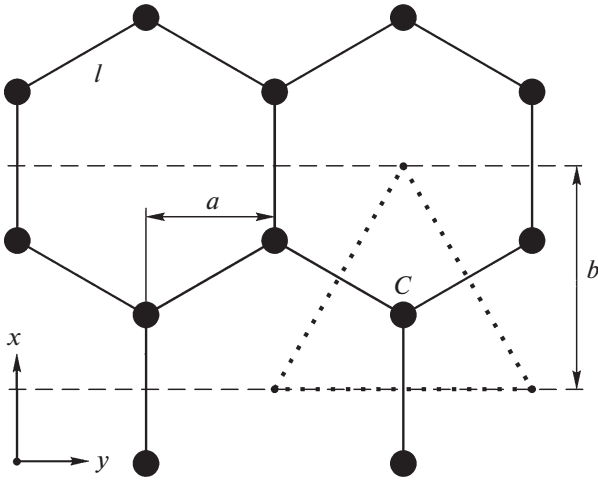


Рис. 1. Кольцо шириной b , образованное двумя поперечными сечениями углеродной нанотрубки. Площадь, приходящаяся на один атом C , показана пунктирными линиями (равносторонний треугольник).

тии, возникающие при этом колебания [8, 9, 12]. В этих и других работах при экспериментальных исследованиях широко применяется Раман-спектроскопия. Изучено поведение нанотрубок в зависимости от расстояния между ними в пучке (эксперименты при расстояниях 1.5–1.7 нм). В [13] исследовано изменение свойств одиночной многослойной нанотрубки при ударном обжатии бойком через окружающий упругий материал.

Ввиду одинакового давления по всей поверхности трубки объектом исследования может быть принято кольцо с эффективными значениями радиуса R , толщины h , ширины b , плотности по площади ρh , модуля упругости E и коэффициента Пуассона ν . Кольцо образуется зигзагообразным рядом атомов углерода, расстояние между которыми $l = 0.142$ нм (рис. 1). Если ось x направлена вдоль трубки, ось $y = R\theta$ по окружности (θ – центральный угол), то расстояние по y равно $a = l \cos 30^\circ = 0.123$ нм. На рис. 1 в виде равностороннего треугольника показана площадь S , приходящаяся на один атом. При $4S = 3\sqrt{3}l^2$ эффективная ширина кольца равна $b = Sa^{-1} = 0.213$ нм. Так как масса атома углерода равна $m = 1.99 \times 10^{-26}$ кг, то эффективная плотность по площади

$$\rho h = mS^{-1} = 0.76 \times 10^{-6} \text{ кг/м}^2. \quad (1)$$

Во многих работах (в том числе в обзорных статьях [1, 2]) приводятся значения модуля упругости $E = (1 \div 5) \times 10^6$ МПа, толщины однослойного графена $h = 0.07 \div 0.34$ нм. Эти данные получены экспериментально, а также с привлечением теоретического моделирования. Разброс значений E и h объясняется разными образцами для

испытаний, аппаратурой, методами определения и т.д. Эффективный радиус R определяется через число атомов N , образующих кольцо,

$$2\pi R = aN. \quad (2)$$

В [14–16] вводится параметр

$$\xi = \sqrt{\frac{D}{\rho h}} = \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}. \quad (3)$$

В [14] его численное значение определено по известным эффективным значениям E , ν , ρ и равняется $\xi = 600$ нм²/нс. В [15, 16] этот параметр определяется путем сравнения собственных частот радиальных колебаний кругового кольца по цепной модели в молекулярной динамике при условии $N > 78$, $n = 2$ и по теории тонких оболочек и равняется $\xi = 581$ нм²/нс.

Как показано в [16], при $N < 78$ значение ξ меньше, чем приведенное выше. В этом проявляется размерный фактор. В данном исследовании предполагается $N \geq 100$ и принимается второе значение.

Внешнее равномерное избыточное давление на поверхность трубки принимается в виде ступеньки по времени ($p = 0$ при $t < 0$, $p = \text{const}$ при $t \geq 0$). Начальное давление p_0 действует на внешнюю и внутреннюю поверхности. Не учитывается влияние присоединенной массы окружающей газовой среды на колебания нанотрубки, что допустимо в случае легких газов. В статической задаче деформации под действием гидростатического давления это ограничение снимается.

2. Предполагаем, что имеется малое начальное отклонение $w_0(\theta)$ от идеальной круговой формы в момент времени $t = 0$. Оно может быть описано разными способами [17], например, распределением Гаусса по гармоникам n , зависимостью вида $n^{-\alpha}$ и т.д. Примем

$$w_0 = W_0 \sum_{n=2} (n-1)^{-\alpha} \cos n\theta \quad (\alpha \geq 0), \quad (4)$$

где W_0 – амплитуда отклонения по форме $n = 2$. Равномерному распределению начального прогиба по гармоникам соответствует значение $\alpha = 0$. Отклонение (4) можно считать за сумму амплитуд свободных радиальных колебаний кольца в начале отсчета времени

$$w = w_0, \quad \dot{w} = 0 \quad (t = 0), \quad (5)$$

где точка над буквой означает производную по времени.

Уравнение радиальной динамики тонкого кольца относительно функции прогиба $w(\theta, t)$ в рамках гипотез Кирхгоффа имеет вид [17]

$$\frac{\partial^6 w}{\partial \theta^6} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial \theta^4} + \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} + \frac{pR^3}{D} \left(\frac{\partial^4 w}{\partial \theta^4} + \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} \right) + \frac{\rho h R^4}{D} \left(\frac{\partial \dot{w}}{\partial \theta^2} - \dot{w} \right) = 0. \quad (6)$$

Так как эффективная ширина b кольца линейно входит в значение массы, жесткости и давления, то она сокращается в уравнении (6). Решение его разыскиваем в виде

$$w = \sum_{n=2} W_n(t) \cos n\theta. \quad (7)$$

Из (6) и (7) получаем

$$\begin{aligned} \dot{W}_n + \omega_n^2 W_n &= 0, \quad \eta = pp_*^{-1}, \\ \omega_n^2 &= \Omega_n^2 \left(1 - \frac{3\eta}{(n^2 - 1)} \right), \\ \Omega_n^2 &= \frac{n^2(n^2 - 1)^2 \xi^2}{(n^2 + 1)R^4}, \quad p_* = \frac{3D}{R^3}, \end{aligned} \quad (8)$$

где Ω_n – собственные частоты при нулевом давлении p , p_* – значение статического давления, при котором происходит потеря устойчивости круговой формы кольца в виде эллипса ($n = 2$). Оно может быть выражено также через ξ по (3).

По приведенным выше значениям ρh и ξ из (1), (3) следует $D = \xi^2 \rho h = 25.65 \times 10^{-20}$ кг · м²/с². Пусть число атомов $N = 200$, радиус трубки $R = 3.915$ нм. Тогда критическое значение давления по (8) равно $p_* = 12.82$ МПа, а частота низшей гармоники ($n = 2, p = 0$) $f_2 = \Omega_2(2\pi)^{-1} = 16$ ГГц. При таком определении p_* и Ω_n их значения являются единственными. Если исходить из значений E, h с учетом указанного выше их разброса, то будет соответствующий разброс значений p_* и f_n . Внешнее давление p приводит к понижению частоты f_2 , внутренний перепад ($-p$) – к ее повышению.

Удовлетворяя решение уравнения (8)

$$W_n = A_n \exp(\omega_n t) + B_n \exp(-\omega_n t)$$

условиям (4), (5), получаем

$$2W_n W_0^{-1} = (n-1)^{-\alpha} (e^{\omega_n t} + e^{-\omega_n t}). \quad (9)$$

Из (8), (9) следует, что в зависимости от p_*, p, n имеет место как колебательный режим ($\omega_n < 0$), так и экспоненциальное возрастание начальных прогибов ($\omega_n > 0$)

$$\frac{W_n}{W_0} = \begin{cases} (n-1)^{-\alpha} \cos \omega_n t, & 3p < (n^2 - 1)p_*, \\ (n-1)^{-\alpha} \operatorname{ch} \omega_n t, & 3p > (n^2 - 1)p_*. \end{cases} \quad (10)$$

При относительно малом давлении p и высоких значениях n , задаваемых начальным прогибом,

реализуется первое решение (10), в противном случае – второе решение (10). Число n_R , разделяющее эти режимы, определяется из условия $\omega_n = 0$ или

$$n_R = \sqrt{1 + 3\eta}. \quad (11)$$

Значение n_R необходимо округлять до ближайшего меньшего целого числа. Решение (7), (10) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{w}{W_0} &= \left(\sum_{n=2}^{n_R} (n-1)^{-\alpha} \operatorname{ch} \omega_n t + \right. \\ &\left. + \sum_{n_R+1}^{\infty} (n-1)^{-\alpha} \cos \omega_n t \right) \cos n\theta. \end{aligned} \quad (12)$$

Из (12) и выражения для ω_n в (8) следует, что рост возмущений происходит тем быстрее, чем больше давление и меньше плотность материала. Число волн $n = n_L$, при котором происходит наибольшее возрастание возмущений, определяется из условия $d\omega_n/dn = 0$. Если принять $\alpha = 0, n^4 \gg 1$, то это условие дает

$$4n_L^2 \approx n_R^2 - 2 + n_R \sqrt{(n_R^2 + 12)}. \quad (13)$$

Согласно (13) значение n_L несколько меньше значения n_R . Это означает, что наиболее быстро возрастает амплитуда гармоники, соответствующей переходу от экспоненциального роста к колебаниям. Например, при $n_R = 4.9$ рост возмущений описывается суммой от $n = 2$ до $n = 4$, а начиная с $n = 5$ происходят колебания с возрастающей частотой и уменьшающейся амплитудой около основного движения. В этом случае решение (12) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{w}{W_0} &= \left(\sum_{n=2}^4 (n-1)^{-\alpha} \operatorname{ch} \omega_n t + \right. \\ &\left. + \sum_{n=5}^{\infty} (n-1)^{-\alpha} \cos \omega_n t \right) \cos n\theta, \end{aligned} \quad (14)$$

причем аргументы функций $\operatorname{ch} \omega_n t$ и $\cos \omega_n t$ равны соответственно

$$\begin{aligned} \omega_n t &= n \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} (4.9^2 - n^2) \right)^{1/2} \tau \quad (n = 2, 3, 4), \\ \omega_n t &= n(n^2 - 4.9^2)^{1/2} \tau, \quad \tau = \left(\frac{p_*}{3\rho h R} \right)^{1/2} t \quad (n > 5). \end{aligned} \quad (15)$$

В последнем выражении учтено, что для высоких мод $n^2 \gg 1$. Несмотря на то, что число n_R нужно округлять до целого, при вычислении выражений (15) необходимо использовать истинное значение $n_R = 4.9$.

На рис. 2 показаны зависимости первых трех членов в (14), (15). При равномерном распределе-

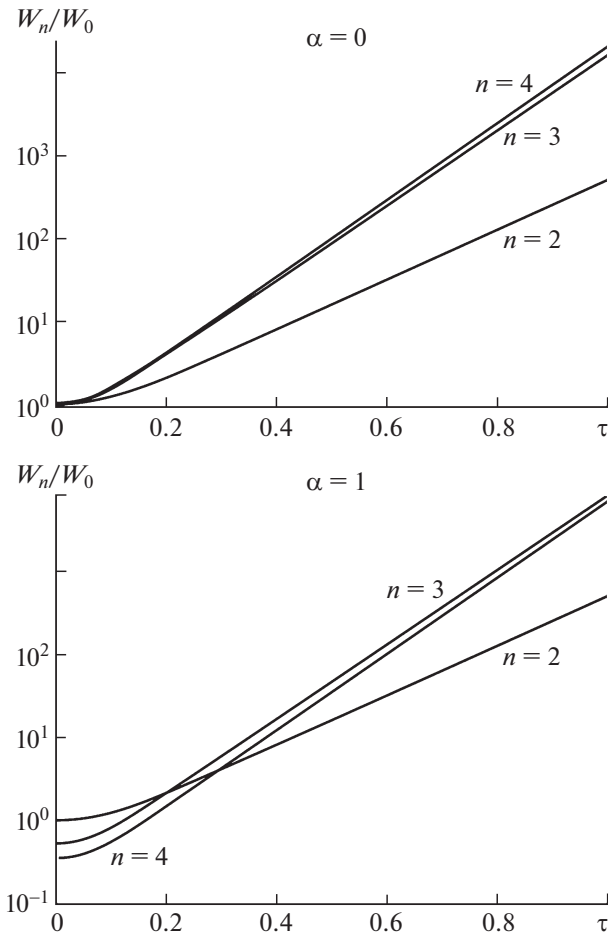


Рис. 2. Изменение безразмерных максимальных значений гармоник прогиба в зависимости от безразмерного времени по формулам (14), (15) при отношении действующего давления p к его критическому значению p_* , равном $\eta = 7.67$ ($n_R = 4.9$, $n_L = 3.58$).

нии начального прогиба по гармоникам ($\alpha = 0$) преобладающей является гармоника $n = 4$, что объясняется приведенным выше значением n_L . Однако в пределах рис. 2 амплитуда гармоники $n = 3$ остается величиной одного порядка с амплитудой гармоники $n = 4$. При $\alpha = 1$ в начале процесса преобладает гармоника $n = 2$, так как это имеет место в начальном распределении гармоник (4). Около $\tau = 0.2$ начинают преобладать гармоники $n = 3$ и $n = 4$. При $\tau \gg 1$ наибольшей является гармоника $n = 4$ (пересечение кривых $n = 4$ и $n = 3$ при $\tau \approx 1.7$). Амплитуды колебаний, определяемые в (14), (15) членами с $n \geq 4$, сравнимы с $W_n W_0^{-1}$ ($n \leq 3$) только в самый начальный момент времени.

Таким образом, при динамическом выпучивании кольца с убывающим распределением по гармоникам малого начального прогиба происходит

их перестройка с течением времени. В начале процесса преобладает гармоника с наибольшей амплитудой ($n = 2$) в начальном прогибе, в дальнейшем преобладают другие гармоники. При больших значениях времени преобладающей становится гармоника n_L , определенная в (13). Эта формула может быть выражена также через отношение действующего давления к его критическому значению $\eta = pp_*^{-1}$:

$$4n_L^2 \approx 3\eta - 1 + \sqrt{(3\eta + 1)(3\eta + 13)}. \quad (16)$$

Если имеются какие-либо ограничители перемещения по радиусу, например, контактирующие среды, то гармоника n_L может и не стать преобладающей. Это может иметь место также при учете нелинейностей.

Значения p_* , ω_n в (8) могут быть выражены через количество атомов, образующих кольцо, исключением в них R по (2). Так как значения a , ρh , ξ заданы, то p_* , ω_n при этом зависят только от числа атомов N и действующего давления p . С возрастанием числа N значение p_* падает как N^{-3} , а собственные частоты Ω_n как N^{-2} . При этом частоты ω_n падают еще быстрее, чем Ω_n . При одном и том же давлении p кольца, образованные из разного количества атомов N , ведут себя по-разному. При приведенных выше $N = 200$, $p = 2.84$ МПа, $p_* = 12.82$ МПа возникают только колебания, так как $p < p_*$. Если $N = 400$ и, соответственно, $p_* = 1.60$ МПа, то после приложения давления происходит экспоненциальное возрастание прогиба по гармонике $n = 2$ и колебания по высшим гармоникам.

3. Динамические свойства углеродной нанотрубки могут быть определены с удовлетворительной точностью с использованием ее эффективных жесткостных и массовых характеристик и уравнений теории тонкостенных оболочек. В данной работе таким образом рассмотрено поведение однослойной нанотрубки под действием динамического давления на ее внешнюю поверхность. Давление принимается равномерным по всей поверхности в виде ступеньки по времени. Далее оно остается постоянным.

В условиях плоской деформации трубки может быть рассмотрено кольцо прямоугольного поперечного сечения. Малое начальное отклонение от круговой формы задается в виде суммы гармоник с убывающими амплитудами. Важными параметрами в анализе являются статическое критическое значение давления и собственные частоты радиальных колебаний. Они зависят от количества атомов, образующих кольцо, и его эффективных характеристик. Если действующее давление меньше статического критического давления, то

возбуждаются колебания кольца. В противном случае прогибы в линейном анализе неограниченно возрастают. Они сопровождаются высокочастотными колебаниями с уменьшающимися амплитудами по росту гармоник. Определяется преобладающая гармоника в различные моменты динамического выпучивания в зависимости от количества атомов, образующих кольцо. В начале процесса преобладает низшая гармоника с наибольшей амплитудой в начальном прогибе, в дальнейшем быстрее возрастают другие гармоники и происходит их перестройка в зависимости от входных параметров.

Эти результаты относятся к линейной стадии развития прогибов нанотрубки. В нелинейной стадии возможна очередная перестройка гармоник, так как потенциальная энергия деформации при более высоких гармониках растет быстрее, чем для низших гармоник. Поэтому при любом их начальном распределении и преобладающих гармониках в зависимости от отношения давления к его критическому значению основной формой деформации может являться низшая гармоника.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

С.В.Д. благодарит Российский научный фонд за финансовую поддержку, грант № 21-19-00813.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Harik V.M.* Ranges of applicability for the continuum beam model in the mechanics of carbon nanotubes and nanorods // *Solid State Commun.* 2001. V. 120. P. 331–335.
[https://doi.org/10.1016/S0038-1098\(01\)00383-0](https://doi.org/10.1016/S0038-1098(01)00383-0)
2. *Qian D., Wagner G.J., Lin W.K., Ju M.F., Ruoff R.S.* Mechanics of carbon nanotubes // *Appl. Mech. Rev.* 2002. V. 55. № 6. P. 495–532.
<https://doi.org/10.1115/1.1490129>
3. *Yu M.F.* Fundamental mechanical properties of carbon nanotubes: current understanding and the related experimental studies // *J. Eng. Mater.* 2004. V. 126. P. 271–278.
<https://doi.org/10.1115/1.1755245>
4. *Аннин Б.Д., Баимова Ю.А., Мулюков Р.Р.* Механические свойства, устойчивость, коробление графеновых листов и углеродных нанотрубок (обзор) // *ПМТФ.* 2020. Т. 61. № 5. С. 175–189.
<https://doi.org/10.15372/PMTF20200519>
5. *Khadimallah M.A., Hussain M., Taj M., Ayed H., Tounsi A.* Parametric vibration analysis of single-walled carbon nanotubes based on Sanders shell theory // *Advances in Nano Research.* 2021. V. 10. P. 165–174.
<https://doi.org/10.12989/anr.2021.10.2.16>
6. *Zhao Z.S., Zhou X.F., Hu M., Yu D.L., He J.L., Wang H.T., Tian Y.J., Xu B.* High-pressure behaviors of carbon nanotubes // *Superhard Materials.* 2012. V. 34. № 6. P. 371–385.
7. *Khaniki H.B., Ghayesh M.H., Amabili M.* A review on the statics and dynamics of electrically actuated nano and micro structures // *Int. J. Nonlinear Mech.* 2021. V. 129. 103658.
<https://doi.org/10.1016/j.ijnonlinmec.2020.103658>
8. *Peters M.J., McNeil L.E., Lu J.P., Kahn D.* Structural phase transition in carbon nanotube bundles under pressure // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61. № 9. P. 5939–5944.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.5939>
9. *Teredesai P.V., Sood A.K., Sen R., Govindaraj A., Rao C.N.R.* Pressure-induced reversible transformation in single-wall carbon nanotube bundles studied by Raman spectroscopy // *Chem. Phys. Lett.* 2000. V. 319. № 3–4. P. 296–302.
10. *Wu J., Zang J., Larade B., Guo Y., Gong X.G., Liu F.* Computational desing of carbon nanotube electromechanical pressure sensors // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. № 15. Art. 153406.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.153406>
11. *Sun D.Y., Shu D.J., Li M., Liu F., Wang M., Gong X.G.* Pressure-induced hard-to-soft transition of a single carbon nanotube // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 70. № 16. P. 165417.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.165417>
12. *Merlen A., Bendiad N., Toulemonde P., Aouizerat A., San Miguel A., Sauvajol J.L., Montagnac G., Cardon Y., Petit P.* Resonant Raman spectroscopy of single-wall carbon nanotubes under pressure // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. № 3. Art. 035409.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.035409>
13. *Molodets A., Golyshev A., Zhukov A., Muradyan V., Pisarev S., Shul'ga Y., Fortov V.* Structural and morphological changes induced shock waves in carbon nanotubes // *Nanotechnologies in Russia.* 2008. V. 3. № 11–12. P. 697–703.
<https://doi.org/10.1134/s1995078008110050>
14. *Goupalov S.V.* Continuum model for long-wavelength in two-dimensional graphite and carbon nanotubes // *Phys. Rev B.* 2005. V. 71. 085420. P. 1–7.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.085420>
15. *Dmitriev S.V., Semenov A.S., Savin A.V., Ilgamov M.A., Bachurin D.V.* Rotobreather in a carbon nanotube bundle // *J. Micromech. Molecular Phys.* 2020. V. 5. 2050010.
<https://doi.org/10.1142/S2424913020500101>
16. *Дмитриев С.В., Сунагатова И.Р., Ильгамов М.А., Павлов И.С.* Собственные частоты радиальных колебаний углеродных нанотрубок // *ЖТФ.* 2021. Т. 91. Вып. 11. С. 1732–1737.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2021.11.51536.127-21>
17. *Ильгамов М.А.* Перестройка гармоник при изгибе цилиндрической оболочки вследствие динамического сжатия // *ПМТФ.* 2011. Т. 52. № 3. С. 167–174.

RADIAL RESPONSE OF A CARBON NANOTUBE TO DYNAMIC PRESSURE

S. V. Dmitriev^a and Corresponding Member of the RAS M. A. Ilgamov^{b,c,d}

^a *The Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russian Federation*

^b *A.A. Blagonravov Institute of Mechanical Engineering of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*

^c *Bashkir State University, Ufa, Russian Federation*

^d *Mavlyutov Institute of Mechanics, Ufa Federal Investigation Center of the Russian Academy of Sciences, Ufa, Russian Federation*

The radial dynamics of a single-walled carbon nanotube under dynamic compression is considered in a linear formulation. The equation of bending deformation of a thin-walled cylindrical shell (circular ring) is applied under the assumption of an inextensible middle surface. The data of effective parameters obtained experimentally and within the framework of molecular dynamics are used. The applied external pressure changes stepwise and then remains constant within the considered time. Regimes of oscillatory motion and exponential increase in deflection are studied depending on the ratio of this pressure to the critical value of static pressure. These values are also expressed in terms of the number of carbon atoms forming a circular ring.

Keywords: carbon nanotube, effective parameters, pressure, dynamic behavior