конф. “Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій”. – Львів: Каменяр, 1999. – Т. 1. – Вип. 2. – С. 21–31. 4. Винокуров В.А., Григорьянц А.Г. Теория сварочных деформаций и напряжений. – М.: Машиностроение, 1984. – 280 с. 5. Осадчук В., Большаков М., Палаш В. Неруйнівний метод визначення залишкових напружень у зварних оболонках // Машинознавство. – 1997. – № 1. – С. 5–9.

УДК 534

Б.І. Сокіл, А.П. Сеник*, І.І. Назар, М.Б. Сокіл
Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра теоретичної механіки,
* кафедра прикладної математики

ПОПЕРЕЧНІ КОЛИВАННЯ НЕЛІНІЙНО ПРУЖНОГО СЕРЕДОВИЩА І МЕТОД Д’АЛАМБЕРА У ЇХ ДОСЛІДЖЕННІ

Розроблено методику побудови розв’язку крайової задачі для нелінійного рівняння з частинними похідними четвертого порядку, яка описує поперечні коливання одновимірного однорідного середовища.

Is developed a technique of construction of the decision of a regional task for the nonlinear equation in private derivative of the fourth order, which describes cross of Fluctuations one-dimensional environment.

Викладено методику дослідження поперечних коливань одновимірних пружних середовищ. В основу досліджень покладено: узагальнення методу Д’Аламбера на один клас лінійних крайових задач для диференціальних рівнянь з частинними похідними четвертого порядку; принцип одночастотності коливань у нелінійних системах; метод асимптотичного інтегрування нелінійних диференціальних рівнянь з частинними похідними. Методика дає змогу для розглядуваного класу задач дати оцінку впливу фізико-механічних параметрів середовищ та нелінійних сил на основні характеристики динамічного процесу.

1. Відомо [1], що вивчення малих нелінійних поперечних коливань одновимірного середовища, при нехтуванні поздовжньою силою інерції, пов’язане із побудовою і дослідженням розв’язання диференціального рівняння

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+\alpha^2\frac{\partial^4 u}{\partial x^4}=\varepsilon f\left(u,\frac{\partial u}{\partial t},\frac{\partial u}{\partial x},\frac{\partial^2 u}{\partial x^2},\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right), \tag{1}$$

де $u(x,t)$ – поперечне переміщення перерізу середовища з координатою x в довільний момент часу t; α – стала, яка виражається через геометричні і фізико-механічні параметри середовища, $\varepsilon f\left(u,\frac{\partial u}{\partial t},\frac{\partial u}{\partial x},\frac{\partial^2 u}{\partial x^2},\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)$ – функція, яка описує нелінійно пружні, дисипативні та іншої природи сили системи, ε - малий параметр, який вказує на малину останніх порівняно із лінійними відновлювальними силами середовища. Зокрема для балки: $\alpha^2=\frac{EI}{\rho F}$ (де ρ, E, F, I – питома маса, модуль пружності, площа і момент інерції поперечного перерізу балки). Якщо ж ще враховувати змінну по довжині поздовжню силу інерції, то диференціальне рівняння поперечних коливань балки можна записати у вигляді

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+\alpha^2\frac{\partial^4 u}{\partial x^4}=\varepsilon f\left(u,\frac{\partial u}{\partial t},\frac{\partial u}{\partial x},\frac{\partial^2 u}{\partial x^2},\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)+\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left\{\frac{\partial u}{\partial x}\left[\int_x^l\frac{d^2}{dt^2}\int_0^x\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2dx\right]dx\right\} \tag{2}$$

і останній доданок правої частини за величиною вважатимемо такого ж порядку, як і нелінійні сили. Тому нижче зупинимось на загальній схемі побудови розв’язку тільки диференціального рівняння (1), для якого розглядатимемо крайові умови, які відповідають шарнірно закріпленим кінцям балки, тобто

$$u(x,t)\Big|_{\substack{x=0,\\x=l}}=\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2}\Big|_{\substack{x=0,\\x=l}}=0. \tag{3}$$

Зауважимо, що аналітичні методи дослідження коливних процесів систем, які описуються однорідними та збуреними крайовими задачами для диференціального рівняння (1), детально висвітлені в [2]. Вони базуються як на методах одночастотних, так і багаточастотних коливань у нелінійних системах. Для побудови розв’язання незбуреного ($\varepsilon=0$) рівняння ці методи застосовують класичний метод відокремлення змінних. У цій роботі пропонується дещо інший підхід: для побудови розв’язання однорідної крайової задачі робиться спроба перенести ідею методу Д’Аламбера на новий клас диференціальних рівнянь, з тією лише різницею, що профіль хвилі задається у певній формі. На основі такого представлення розвинуто асимптотичний метод для збуреної крайової задачі. Подібний підхід отримав розвиток в останні десятиліття під час дослідження динамічних процесів у різних видах лінійно і нелінійно пружних системах (див., наприклад, [3–6]) з тією різницею, що в них профіль хвилі задається у дещо спрощеному вигляді.

Далі для позначення частинних похідних функції $u(x,t)$ по незалежних змінних x і t вводяться позначення: $u_t=\frac{\partial u}{\partial t}, u_{tt}=\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, u_x=\frac{\partial u}{\partial t}$, $u_{xt}=\frac{\partial^2 u}{\partial x\partial t}, u_{xx}=\frac{\partial^2 u}{\partial x^2},\ldots, u_{xxxx}=\frac{\partial^4 u}{\partial x^4}$. Аналогічно позначатимемо частинні похідні по незалежних змінних і для інших функцій. Для викладу основної ідеї роботи розглянемо спочатку незбурене рівняння, тобто рівняння

$$u_{tt}+\alpha^2 u_{xxxx}=0. \tag{4}$$

Доведемо, що динамічний процес для вказаного випадку можна розглядати у вигляді накладання двох хвиль однакової довжини, тобто

$$u(x,t)=C_1\cos(\kappa x+\omega t+\varphi)+C_2\cos(\kappa x-\omega t+\psi), \tag{5}$$

де $C_{1,}C_{2,}\kappa,\varphi,\psi$ – сталі зміст і вигляд яких буде встановлено нижче.

Зображення розв’язку рівняння у формі (5) буде задовольняти крайові умови (3), якщо хвильове число κ та частота хвильового процесу ω зв’язані дисперсійним співвідношенням

$$\omega^2-\alpha^2\kappa^4=0. \tag{6}$$

Отримане дисперсійне співвідношення визначає частоту процесу як функцію хвильового числа у вигляді $\omega=\alpha\kappa^2$. Для визначення сталих C_1 і C_2, а також зв’язку між початковими фазами прямої і відбитої хвиль, тобто параметрами φ і ψ використаємо крайові умови на початку балки, тобто $u(x,t)\big|_{x=0}=u_{xx}(x,t)\big|_{x=0}=0$. Враховуючи (5), отримуємо тригонометричне рівняння

$$C_1\cos(\omega t+\varphi)+C_2\cos(-\omega t+\psi)=0, \tag{7}$$

яке буде виконуватись для довільного значення параметра t, якщо $\varphi + \psi = k\pi$, а $C_1 = -C_2 = a$. Нижче вважатимемо, що $\psi = -\varphi$, а a – називатимемо амплітудним параметром. Аналогічно задовольняючи крайові умови на іншому краю балки, з врахуванням отриманого вище, маємо

$$\cos(\kappa l + \omega t + \varphi) - \cos(\kappa l - \omega t - \varphi) = 0 . \tag{8}$$

Останнє співвідношення визначає хвильове число κ у вигляді $\kappa = \frac{k\pi}{l}$, а отже, частота хвильового процесу у незбуреній системі дорівнює $\omega = \alpha\left(\frac{k\pi}{l}\right)^2$. Отже, одночастотний хвильовий процес крайової задачі, яка описується незбуреним рівнянням (4), можна подати залежністю $u(x,t) = a\left[\cos\frac{k\pi}{l}\left(x + \alpha\frac{k\pi}{l}t + \varphi\right) - \cos\frac{k\pi}{l}\left(x - \alpha\frac{k\pi}{l}t - \varphi\right)\right]$, для багаточастотного ж процесу спостерігається суперпозиція одночастотних коливань, яку можна подати у вигляді

$$u(x,t) = \sum_k a_k\left[\cos\frac{k\pi}{l}\left(x + \alpha\frac{k\pi}{l}t + \varphi_k\right) - \cos\frac{k\pi}{l}\left(x - \frac{k\pi}{l}\alpha t - \varphi_k\right)\right]. \tag{9}$$

Вказані результати без особливих труднощів можна перетворити до вигляду, які отримуються на основі застосування методу відокремлення змінних.

Перейдемо до розгляду збуреного рівняння (1). Розвиваючи ідею асимптотичного інтегрування нелінійних диференціальних рівнянь, його розв'язок у формі, близькій до k-ї форми незбуреного рівняння, шукатимемо у вигляді ряду

$$u(x,t) = a(\cos\psi_1 - \cos\psi_2) + \sum_i \varepsilon^i U_i(a, \psi_1, \psi_2), \tag{10}$$

де $U_i(a, \psi_1, \psi_2)$ – 2π-періодичні по $\psi_1 = \kappa x + \omega t + \varphi$ і $\psi_2 = \kappa x - \omega t - \varphi$ функції і вони задовольняють крайові умови, які випливають із (3), тобто

$$U_i(a, \psi_1, \psi_2)\Big|_{\substack{x=0\\x=l}} = U_{ixx}(a, \psi_1, \psi_2)\Big|_{\substack{x=0\\x=l}} = 0 . \tag{11}$$

Крім того, параметри a і φ у асимптотичному поданні (10) будуть вже змінними величинами і як функції незалежних змінних x і t визначаються диференціальними рівняннями

$$\begin{aligned} a_t &= \varepsilon A_1(a) + \varepsilon^2 A_2(a) + \ldots, \quad a_x = \varepsilon B_1(a) + \varepsilon^2 B_2(a) + \ldots, \\ \varphi_t &= \varepsilon C_1(a) + \varepsilon^2 C_2(a) + \ldots, \quad \varphi_x = \varepsilon D_1(a) + \varepsilon^2 D_2(a) + \ldots. \end{aligned} \tag{12}$$

Праві частини вказаних диференціальних рівнянь, тобто функції $A_1(a), B_1(a), C_1(a), D_1(a)$, $A_2(a), B_2(a), C_2(a), D_2(a), \ldots$ визначаються так, щоб асимптотичне подання (10) задовольняло з необхідною точністю вихідне рівняння (1), якщо в нього на місце a і φ підставити функції незалежних змінних. Із останніх двох залежностей (12) випливає

$$\begin{aligned} \psi_{1t} &= \omega + \varepsilon C_1(a) + \varepsilon^2 C_2(a) + \ldots, \qquad \psi_{1x} = \kappa + \varepsilon D_1(a) + \varepsilon^2 D_2(a) + \ldots, \\ \psi_{2t} &= -(\omega + \varepsilon C_1(a) + \varepsilon^2 C_2(a) + \ldots), \quad \psi_{2x} = \kappa - \varepsilon D_1(a) - \varepsilon^2 D_2(a) - \ldots \end{aligned} \tag{13}$$

При дослідженні збуреного рівняння (1) будемо розглядати тільки перше його наближення. З цією метою, диференціюючи (10), по незалежних змінних x і t з врахуванням (12), (13), отримуємо

$$u_{tt}(x,t) = a\omega^2(-\cos\psi_1 + \cos\psi_2) + \varepsilon\Big[2\omega A_1(a)(\sin\psi_1 + \sin\psi_2) + 2a\omega C_1(a) \times$$
$$\times(-\cos\psi_1 + \cos\psi_2) + \omega^2\left(\frac{\partial^2 U_1}{\partial\psi_1^2} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial\psi_2^2} - 2\frac{\partial^2 U_1}{\partial\psi_1\partial\psi_2}\right)\Big] + \varepsilon^2\ldots,$$

$$u_{xx}(x,t) = -a\kappa^2(\cos\psi_1 - \cos\psi_2) + \varepsilon[2\kappa B_1(a)(-\sin\psi_1 + \sin\psi_2) +$$
$$+ 2\kappa a D_1(a)(-\cos\psi_1 + \cos\psi_2) + \kappa^2\left(\frac{\partial^2 U_1}{\partial\psi_1^2} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial\psi_2^2} + 2\frac{\partial^2 U_1}{\partial\psi_1\partial\psi_2}\right]\Bigg) + \varepsilon^2 ..., \tag{14}$$
$$u_{xxxx}(x,t) = a\kappa^4(\cos\psi_1 - \cos\psi_2) + \varepsilon\Big[4\kappa^3 B_1(a)(\sin\psi_1 - \sin\psi_2) +$$
$$+ 4a\kappa^3 D_1(a)(\cos\psi_1 + \cos\psi_2) + \kappa^4\left(\frac{\partial^4 U_1}{\partial\psi_1^4} + \frac{\partial^4 U_1}{\partial\psi_2^4} + 4\frac{\partial^4 U_1}{\partial\psi_1^3\partial\psi_2} + 4\frac{\partial^4 U_1}{\partial\psi_1\partial\psi_2^3} + 6\frac{\partial^4 U_1}{\partial\psi_1^2\partial\psi_2^2}\right)\Bigg] + \varepsilon^3 .$$

Співвідношення (11) буде розв'язком диференціального рівняння (1), якщо підставити у праву і ліву його частини на місце функції $u(x,t)$ та її похідних вирази, які випливають із (10) і (14) коефіцієнти в отриманій залежності при однакових степенях ε правої і лівої його частин будуть однаковими. Останнє і служить базою для визначення невідомих функцій $U_1(a,\psi_1,\psi_2), U_2(a,\psi_1,\psi_2),...$, та $A_1(a), B_1(a), C_1(a), D_1(a),\ A_2(a),\ B_2(a),\ C_2(a),\ D_2(a),...$ Зокрема для першого наближення розв'язку задачі отримуємо

$$\alpha^2\kappa^4\left(2\frac{\partial^4 U_1}{\partial\psi_1^3\partial\psi_2} + 4\frac{\partial^4 U_1}{\partial\psi_1\partial\psi_2^3} + 3\frac{\partial^4 U_1}{\partial\psi_1^2\partial\psi_2^2}\right) - \omega^2\frac{\partial^2 U_1}{\partial\psi_1\partial\psi_2} = f_1(a,\psi_1,\psi_2) -$$
$$-\sin\psi_1\left[\omega A_1(a) + 2\alpha^2\kappa^3 B_1(a)\right] - \sin\psi_2\left[\omega A_1(a) - 2\alpha^2\kappa^3 B_1(a)\right] +$$
$$+ a\cos\psi_1\left[\omega C_1(a) - 2\alpha^2\kappa^3 D_1(a)\right] - a\cos\psi_2\left[\omega C_1(a) + 2\alpha^2\kappa^3 D_1(a)\right], \tag{15}$$

де $2f_1(a,\psi_1,\psi_2) = f(u,u_x,u_t)\Big|_{\substack{u=a(\cos\psi_1-\cos\psi_2)\\ u_x=-a(\kappa\sin\psi_1-\sin\psi_2)\\ u_t=a\omega(\sin\psi_1+\sin\psi_2)}}$.

Перейдемо до визначення невідомої функції $U_1(a,\psi_1,\psi_2)$. Для цього її, а також відому функцію $f(a,\psi_1,\psi_2)$ подамо у вигляді рядів Фур'є

$$U_1(a,\psi_1,\psi_2) = U_{nm}^1(a)\exp i(n\psi_1 + m\psi_2),$$
$$f_1(a,\psi_1,\psi_2) = \sum_n\sum_m f_{nm}^1(a)\exp i(n\psi_1 + m\psi_2), \tag{16}$$

де $f_{nm}^1(a) = \dfrac{1}{4\pi^2}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} f(a,\psi_1,\psi_2)\exp i(n\psi_1 + m\psi_2)d\psi_1 d\psi_2$.

Невідомі коефіцієнти $U_{nm}^1(a)$ визначимо із (15) так, щоб функція $U_1(a,\psi_1,\psi_2)$ не містила секулярних членів. Останнє дозволяє отримати систему алгебраїчних рівнянь відносно невідомих функцій $A_1(a), B_1(a),\ C_1(a), D_1(a)$ у вигляді

$$\omega A_1(a) + 2\alpha^2\kappa^3 B_1(a) = f_{s10}^1(a),$$
$$\omega A_1(a) - 2\alpha^2\kappa^3 B_1(a) = f_{s01}^1(a),$$
$$\omega C_1(a) - 2\alpha^2\kappa^3 D_1(a) = \frac{-1}{a} f_{c10}^1(a),$$
$$\omega C_1(a) + 2\alpha^2\kappa^3 D_1(a) = \frac{1}{a} f_{c01}^1(a), \tag{17}$$

в якій

$$f_{c10}^1(a) = \frac{1}{2\pi^2}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} f_1(a,\psi_1,\psi_2)\cos\psi_1 d\psi_1 d\psi_2,\quad f_{c01}^1(a) = \frac{1}{2\pi^2}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{2\pi} f_1(a,\psi_1,\psi_2)\cos\psi_2 d\psi_2 d\psi_1,$$

$$f_{s10}^1(a) = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} f_1(a,\psi_1,\psi_2)\sin\psi_1 d\psi_1 d\psi_2, \quad f_{s01}^1(a) = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} f_1(a,\psi_1,\psi_2)\sin\psi_2 d\psi_2 d\psi_1.$$

Система алгебраїчних рівнянь (17) дає змогу знайти функції, які описують закони зміни амплітудного параметра (a) і фази (φ) хвильового процесу у вигляді

$$A_1(a) = \frac{f_{s01}^1(a) + f_{s10}^1(a)}{2\omega}, \; B_1(a) = -\frac{f_{s01}^1(a) - f_{s10}^1(a)}{4\alpha^2\kappa^3},$$

$$C_1(a) = \frac{f_{c01}^1(a) - f_{c10}^1(a)}{2\omega a}, \; D_1(a) = \frac{f_{c01}^1(a) + f_{c10}^1(a)}{4\alpha^2\kappa^3 a}. \tag{18}$$

Враховуючи отримане вище, із (15) знаходимо і саму функцію $U_1(a,\psi_1,\psi_2)$ у вигляді

$$U_1(a,\psi_1,\psi_2) = \sum_{m+n\neq 1} \hat{f}_{1nm}(a)\exp i(n\psi_1 + m\psi_2) + \Psi(a) + \Psi_1(a,\psi_1) + \Psi_2(a,\psi_2), \tag{19}$$

де

$$\hat{f}_{1nm}(a) = \frac{f_{1nm}(a)}{\alpha^2\kappa^4(2mn^3 + 4m^3n + 3n^2m^2) - \omega^2 mn},$$

а $\Psi(a), \Psi_1(a,\psi_1), \Psi_2(a,\psi_2)$ невідомі функції, які знаходяться так, щоб виконувались крайові умови (11).

Як приклад, розглянемо поперечні коливання шарнірно закріпленої балки, матеріал якої задовольняє нелінійний закон пружності у постановці Г. Каудерера [6]. Права частина диференціального рівняння (1) у вказаному випадку набирає вигляду:

$$\varepsilon f\left(u, \frac{\partial u}{\partial t}, \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right) = -\varepsilon\rho\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\left[\frac{\partial^4 u}{\partial x^4}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 2\left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^3}\right)\right].$$

Тут параметр ρ характеризує відхилення пружних властивостей матеріалу балки від лінійного закону. Для визначення впливу описаної вище сили на одночастотні коливання системи у формі, близькій до основної форми коливань незбуреної системи, згідно із викладеною методикою отримаємо: $f_{c10}^1(a) = -f_{c01}^1(a) = \rho\frac{3\kappa^6 a^3}{8\alpha}$, $f_{s10}^1(a) = f_{s01}^1(a) = 0$. Останні вирази дозволяють знайти функції, які визначають закони зміни амплітудного параметра і фази коливань у вигляді $A_1(a) = D_1(a) = {}$ $= D_1(a) = 0$, $C_1(a) = \frac{3\kappa^4}{8\alpha}\rho a^2$, а це означає, що одночастотний процес у першому наближенні можна описати залежністю

$$u(x,t) = a\left[\cos\left(\frac{\pi}{l}x + \left(\alpha\frac{\pi^2}{l^2} + \frac{3\kappa^4}{8\alpha}\rho a^2\right)t\right) - \cos\left(\frac{\pi}{l}x - \left(\alpha\frac{\pi^2}{l^2} + \frac{3\kappa^4}{8\alpha}\rho a^2\right)t\right)\right]. \tag{20}$$

Остання залежність підтверджує, що консервативна сила приводить тільки до зміни частоти процесу, що стосується амплітуди, то вона залишається такою, яка дорівнює амплітуді початкового збурення.

Викладену методику дослідження хвильових процесів без особливих труднощів можна перенести і на випадок неавтономних систем, а також отримати відповідні залежності для другого і наступних наближень.

1. Доценко П.Д. Колебание и устойчивость движущейся полосы // Машиноведение. – 1969. – № 5. – С. 18–24. 2. Митропольский Ю.О., Мосеенков Б.И. Асимптотические решения уравнений в частных производных. – К.: Вища школа, 1976. – 596 с. 3. Коул Дж. Методы возмущений в приклад-

ной математике. – М.: Мир, 1972. – 272 с. 4. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. – М.: Мир, 1977. – 624 с. 5. Митропольский Ю.А. О построении асимптотического решения возмущенного уравнения Клейна-Гордона // Укр. мат. журн. – 1995. – 47, № 9. – С. 1209–1216. 6. Митропольський Ю.О., Сокіл Б.І. Про застосування Ateb-функцій для побудови асимптотичного розв'язку збуреного нелінійного рівняння Клейна – Гордона // Укр. мат. журн. – 1998. – 50, № 5. – С. 665–670. 6. Каудерер Г. Нелинейная механика. – М.: ИЛ, 1961. – 777 с.

УДК 621.8:004.2

Є.Ю. Форнальчик, Т.Ю. Підгайний
Національний університет "Львівська політехніка",
кафедра експлуатації та ремонту автомобільної техніки

ОПТИМІЗАЦІЯ КОНСТРУКТИВНИХ ПАРАМЕТРІВ ДЕТАЛЕЙ ПЕРЕДНЬОЇ ПІДВІСКИ АВТОБУСА *IVECO*-КрАЗ

Проведено розрахунок серійного торсіона на втомну міцність і виявлено його низьку надійність. Встановлено залежність коефіцієнта запасу міцності і довжини торсіона від його діаметра. Зважаючи на умови забезпечення необхідної надійності і жорсткості, запропоновано новий торсіон. Використовуючи метод скінчених елементів, проведено розрахунок важеля, який з'єднаний з торсіоном. Враховуючи результати розрахунку, спроектовано важіль для нового торсіона.

It is carried out calculation of a serial torsion bar on fatigue strength and its low reliability detected. Association of a reserve factor and length of a torsion bar on its diameter is established. On a ground of conditions of necessary reliability and rigidities, the new torsion bar is offered. Using a Finite Element Method, calculation of a bar, which is fused to a torsion bar, is carried out. Taking into account outcomes of calculation, the bar for a new torsion bar is designed.

На міських та приміських пасажирських маршрутах серед автобусів, які використовуються, є як вітчизняного, так і закордонного виробництва, зокрема *Iveco*-КрАЗ, ГАЗ, Пежо та ін., які працюють в режимі маршрутних таксі. Експлуатаційна надійність тих, які працюють на маршрутах міста Львова з його неякісними та різнотипними дорожніми покриттями і перевантаженістю пасажиропотоками упродовж змін, характеризується, як показали попередні дослідження [1], частими відмовами різних конструктивних елементів та інтенсивним старінням парку. Це зумовлює погіршення якості обслуговування пасажирів та зриви графіків руху. Наприклад, для підвіски автобуса *Iveco*-КрАЗ параметр потоку відмов становив $\omega(t)$ = 2,7 дн.$^{-1}$, при цьому середньоквадратичне відхилення σ = 1,65 дн.$^{-1}$ і коефіцієнт варіації υ = 60,65 %, а пробіг на відмови L = 5 398 км, з середньоквадратичним відхиленням σ = 3 966 км і коефіцієнтом варіації υ = 73,71 % [1]. Відмови цих автобусів 3-ї категорії складності, які ставалися на лінії, потребували їх усунення у стаціонарних умовах, середньодобовий пробіг при цьому становив 350 км. Частка відмов та несправностей деталей передньої підвіски автобуса становила 14,7 %. Причинами цього були в основному руйнування торсіонів (коефіцієнт відмов 43,5 %). Отже, з метою підвищення надійності підвісок автобусів необхідно обґрунтувати для конкретних умов експлуатації конструктивні параметри їх торсіонів та важелів.