

SYMULACYJNY MODEL OBCIĄŻENIA IMPULSOWEGO PRZY UDERZENIU CZERPAKA KOPARKI WIELONACZYNIOWEJ W NIEURABIALNĄ PRZESZKODĘ

SIMULATION MODEL THE LOAD IMPULSE AT HIT BUCKET BWE IN HARD OBSTACLE

Stefan Wojciech Szepietowski - „Poltegor - Instytut” Instytut Górnictwa Odkrywkowego, Wrocław

Badania symulacyjne zderzenia czerpaka wielonaczyniowej koparki kołowej z dużym i mocno osadzonym nieurabialnym wtrąceniem, co obecnie następuje bardzo często, wymaga określenia modelu obciążenia impulsowego. Przeprowadzono analizę, występujących w literaturze zależności siły stykowej od parametrów zderzenia, wynikających z teorii zderzenia i prac doświadczalnych. Opracowano model symulacyjny obciążenia impulsowego z charakterem zmienności siły stykowej zgodnym z tymi zależnościami.

Słowa kluczowe: modelowanie, zderzenie, wielonaczyniowa koparka kołowa

Simulation tests of a collision bucket of BWE with a large and firmly embedded hard inclusions, which currently occurs very often, requires the determination of the pulse load model. The analysis, found in literature, depending on the parameters of the contact force of impact resulting from collision theory and experimentation. Developed a simulation model to the nature of the load pulse variation contact force consistent with that dependency.

Keywords: modeling, impact, bucket wheel excavator

Wprowadzenie

Na froncie pracy wielonaczyniowej koparki kołowej często występują nieurabialne wtrącenia (głazy narzutowe). W momencie zaczepienia czerpaka o taką przeszkodę pojawia się dodatkowe obciążenie dynamiczne koła czerpakowego, a tym samym i ustroju nośnego maszyny. Wielkość tego obciążenia w pewnym stopniu zależy od rozmiaru wtrącenia i sposobu jego osadzenia w urabianym ośrodku. Może to wiązać się z chwilową zmianą prędkości obrotowej koła czerpakowego, nawet do całkowitego jego zatrzymania. W takim przypadku zmiana prędkości ma charakter stopniowy. Jeżeli jednak wtrącenie jest bardzo duże i mocno osadzone w urabianym ośrodku, co często może się zdarzyć [5], to następuje natychmiastowe zatrzymanie ruchu koła czerpakowego, a obciążenie ma wtedy charakter impulsu podobnie jak przy zderzeniu ciała materialnego z więzami. Wtedy obciążenie koła czerpakowego jest maksymalne i ono powinno być uwzględniane w ocenie wytrzymałości ustroju nośnego koparki [6]. Zatem, przyjęty do badań symulacyjnych model obciążenia powinien odpowiadać zderzeniu czerpaka koła z więzami. W teorii zderzenia zakłada się często, że to zatrzymanie, a tym samym działanie siły zderzeniowej nie odbywa się w nieskończenie krótkim czasie, a w pewnym skończonym jego przyroście, bardzo małym w stosunku do przebiegu badanego zjawiska [7]. Zatem i siła zderzeniowa powinna mieć, w takim przypadku, wartość skończoną. W badaniach symulacyjnych zjawiska zderzenia kluczową rolę odgrywa sposób

modelowania obciążenia impulsowego. Powinien on możliwie dokładnie odtwarzać istotę zjawiska, jakim jest oddziaływanie zachodzące pomiędzy kolidującymi obiektami - czerpakiem koła czerpakowego koparki i przeszkodą. Z drugiej jednak strony model ten powinien być możliwie prosty, ujmujący tylko zasadnicze cechy modelowanego zjawiska, pomijając te które w badanym momencie odgrywają drugorzędą rolę.

Siła zderzeniowa w teorii zderzenia ciał twardych

Klasyczna teoria zderzenia nie umożliwia określenia maksymalnej siły zderzeniowej [7]. Można jednak dokonać oszacowania jej wielkości dla pewnych lokalnych i idealizowanych przypadków. Taką możliwość stwarza teoria Hertza.

Zgodnie z tą teorią, odkształceń lokalnych, przy zderzeniu ciał *quasi-sztywnych*, zależność siły stykowej od zbliżenia środków mas tych ciał w trakcie zderzenia ma postać [1]:

$$P_H = k_H a^{\frac{3}{2}} \quad (1)$$

gdzie: P_H - siła stykowa przy odkształceniu sprężystym, a - zbliżenie ciał w trakcie zderzenia, k_H - stała zależna od geometrii powierzchni w otoczeniu styku i od stałych sprężystości materiału zderzających się ciał.

Zależność między siłą dynamicznego współoddziaływania dwóch kul sprężystych od czasu, przy zderzeniu, można w postaci jawnej przedstawić w postaci nieskończonego szeregu [2]:

$$P_H(t) = \left(\frac{v_0}{k_H}\right)^{\frac{3}{2}} \left\{ \frac{t^{\frac{3}{2}}}{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)} - \frac{3v_0^{\frac{1}{2}} t^4}{2 m k_H^{3/2} 4!} + \frac{21}{8} \frac{v_0}{m^2 t^3} \frac{t^{\frac{13}{2}}}{\Gamma\left(\frac{15}{2}\right)} + \right. \\ \left. - \frac{13}{8} \frac{v_0^{\frac{3}{2}} t^9}{m^3 k_H^{9/2} 9!} + \frac{75}{128} \frac{v_0^2}{m^4 t^6} \frac{t^{\frac{23}{2}}}{\Gamma\left(\frac{25}{2}\right)} + \dots \right\} \quad (2)$$

Ponieważ:

$$\Gamma\left(\frac{5}{2}\right) = \frac{3 \cdot 1}{2^2} \sqrt{\pi}; \quad \Gamma\left(\frac{15}{2}\right) = \frac{13 \cdot 11 \cdot 9 \cdot 7 \cdots 1}{2^7} \sqrt{\pi}; \quad \Gamma\left(\frac{25}{2}\right) = \frac{23 \cdot 21 \cdot 19 \cdots 1}{2^{12}} \sqrt{\pi} \quad (3)$$

zatem:

$$P_H(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v_0}{k_H}\right)^{\frac{3}{2}} \left[\frac{2^2 t^{\frac{3}{2}}}{1 \cdot 3} - \frac{3\sqrt{\pi} v_0 t^4}{2 m k_H^{3/2} 4!} + \frac{21}{8} \frac{v_0}{m^2 k_H^3} \frac{2^7}{13 \cdot 11 \cdots 3 \cdot 1} t^{\frac{13}{2}} - \frac{13}{8} \frac{v_0 \sqrt{\pi} v_0 t^9}{m^3 k_H^{9/2} 9!} + \right. \\ \left. \vdots + \frac{75}{128} \frac{v_0^2}{m^4 k_H^6} \frac{2^{12}}{23 \cdot 21 \cdots 3 \cdot 1} t^{\frac{23}{2}} + \dots \right] \quad (4)$$

gdzie: m - zredukowana masa obu kul, v_0 - względna prędkość kul na początku pierwszej fazy zderzenia.

gdzie: P_{pH} - siła stykowa zderzenia plastyczno sprężystego kul, τ_1 - moment zakończenia pierwszej fazy zderzenia.

Przy zderzeniu się ciał sprężysto plastycznych początkowo wstępują lokalne odkształcenia sprężyste, a po przekroczeniu pewnej granicznej wartości siły stykowej, zarówno lokalne odkształcenia plastyczne jak i sprężyste. Doświadczenia wykazują, że istnieje zależność liniowa pomiędzy siłą stykową a lokalnym odkształceniem plastycznym [1]. Jeżeli przyjmie się założenie, że odkształcenia sprężyste odpowiadają teorii Hertza, to w takim przypadku, zbliżenie ciał w pierwszej fazie zderzenia (obciążenia) można opisać zależnością [2]:

$$a(t) = \frac{1}{k_H} P^{\frac{2}{3}}(t) + \kappa P(t) \quad (5)$$

gdzie: κ - doświadczalny współczynnik proporcjonalności

Z analizy przebiegu zderzenia dwóch sprężysto plastycznych kul otrzymuje się poniższą zależność siły stykowej w funkcji czasu, dla pierwszej fazy zderzenia (w postaci rozwinięcia w szereg dla czasu początku zderzenia $t_0 = 0$) [2]:

$$P_{pH}(t) = \left(\frac{v_0}{k_H}\right)^{\frac{3}{2}} \left\{ \frac{2^2 t^{\frac{3}{2}}}{1 \cdot 3 \sqrt{\pi}} - \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 2!} \left(\frac{v_0}{k_H}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\kappa}{k_H} t^2 + \right. \\ \left. + \frac{2}{2!} \left(\frac{v_0}{k_H}\right) \left(\frac{\kappa}{k_H}\right)^2 \frac{t^{\frac{5}{2}}}{\sqrt{\pi}} - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7}{2^2 \cdot (3!)} \left(\frac{v_0}{k_H}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\kappa}{k_H}\right)^3 t^3 + \right. \\ \left. + \frac{9}{4!} \left(\frac{v_0}{k_H}\right)^2 \left(\frac{\kappa}{k_H}\right)^4 t^{\frac{7}{2}} - \left(\frac{v_0}{k_H}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{3}{2} \frac{1}{m k_H} + \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11}{2^5 \cdot 5!} \left(\frac{v_0}{k_H}\right)^2 \left(\frac{\kappa}{k_H}\right)^5 \right] \frac{t^4}{4!} + \dots \right\} \quad (6)$$

dla $0 \leq t \leq \tau_T$

Przy zderzeniu kul plastycznych cała energia zderzenia pochłaniana jest przez pracę odkształcenia plastycznego. Następuje utrata całej energii kinetycznej zderzenia i zależność (6) upraszcza się do postaci [2]:

$$P_p(t) = \sqrt{\frac{m v_0}{\kappa}} \sin \frac{t}{\sqrt{m \kappa}} \quad (7)$$

Bardziej podobny do uderzenia czerpaka w nieurabialną przeszkodę, niż zderzenie kul, jest rozpatrywany w pracy [2] przypadek poprzecznego zderzenia sprężystego kuli z belką. Rezultaty analizy, przeprowadzonej z wykorzystaniem rozszerzonej teorii Hertza, przy pewnych uproszczeniach, nie naruszających jakościowego przebiegu zderzenia, prowadzą do następującej zależności [2]:

$$P(t) = \left(\frac{v_0}{k_H} \right)^{\frac{3}{2}} \left\{ \frac{t^{\frac{3}{2}}}{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)} - \frac{v_0^{\frac{1}{2}}}{k_H^{\frac{3}{2}}} \left[3 \left(\frac{1}{2m_1} + \frac{1}{\rho l} \right) \frac{t^4}{4!} - \frac{3}{\rho l} \frac{\lambda^4 t^6}{6!} \right] + \frac{21v_0}{2k_H^3} + \left(\frac{1}{2m_1} + \frac{1}{\rho l} \right)^2 \frac{t^{\frac{13}{2}}}{\Gamma\left(\frac{15}{2}\right)} + \dots \right\}$$

$$\lambda = \frac{\pi^4}{\rho l^4} EI$$
(8)

gdzie: l - długość belki, ρ - masa jednostki długości belki, EI - sztywność belki.

Z porównania zależności (8) z wyrażeniami odnoszącymi się do zderzenia kul (wzór (2)) wynika, że te zależności różnią się między sobą jedynie, stojącym w kwadratowych nawiasach, wyrażeniem:

$$\frac{3}{\rho l} \frac{\lambda^4 t^6}{6!}$$
(9)

I.A. Kalczowski [2] wykazał, że wpływ tego wyrażenia jest bardzo mały i może być ono pominięte, przynajmniej dla okresu zderzenia do pierwszego maksimum siły stykowej. Wynika z tego, że charakter zmienności siły stykowej dla obu rozpatrywanych przypadków jest taki sam. Umożliwia to przyjęcie założenia, że przebieg zmienności siły stykowej, przy zderzeniu czerpaka z nieurabialną przeszkodą, w przybliżeniu odpowiada zmienności siły stykowej przy zderzeniu kul.

Zderzenie sprężystych ciał wywołuje pojawienie się różnego rodzaju wahadlowych ruchów. Te niestacjonarne drgania mogą przyjąć formę stacjonarnych drgań podłużnych jak i powierzchniowych. Analiza wpływu tych drgań na zbliżenie w trakcie zderzenia dwóch identycznych sprężystych ciał przy znacznych uproszczeniach, przedstawiona w pracy [2], prowadzi do zależności:

$$a(t) = \frac{2}{m v_0^2} P(t) + \frac{1}{k_H} P^{\frac{2}{3}}(t)$$
(10)

gdzie: v_0 - częstotliwość wywołanej zderzeniem fali o najdłuższym okresie.

Zatem, w takim przypadku zależność, wynikająca z hipotezy Hertza, zostaje uzupełniona liniowym składnikiem zależnym od siły stykowej. Przy wyprowadzeniu zależności (10) w zasadzie pominięto pochłanianie części energii zderzenia przez, mogące powstawać, fale powierzchniowe Reyleigha jak i innego rodzaju. Na wielkość powstających, podczas zderzenia, fal podłużnych ma znaczny wpływ kształt zderzających się ciał, a zatem i na ilość pochłanianej przez nie energii. Zatem współczynnik restytucji może przyjmować dowolną wartość z przedziału (0,1) [1]. Dlatego w publikacji [1] zaproponowano inną, bardziej ogólną postać zależności (10):

$$P_I(t) = k_I a^p$$
(11)

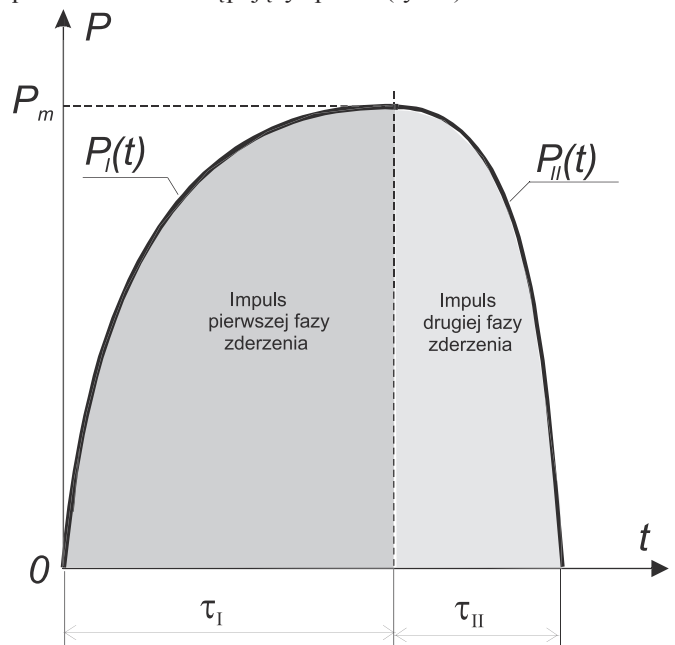
gdzie: $P_I(t)$ - siła stykowa w pierwszej fazie zderzenia (obciążenie), k_p, p - stałe dodatnie.

Zależność zbliżenia zderzających się ciał w funkcji siły stykowej opisana równaniami (5) i (10) jest tego samego charakteru. W publikacji [1] zasugerowano, że zaniedbując szczegóły przejścia od stanu sprężystego do sprężysto-plastycznego, można przyjąć że i dla zderzenia sprężysto-plastycznego obowiązuje zależność (10), czyli [1]:

$$P_I(t) = k_I a^p \quad \text{dla} \quad 0 \leq a \leq a_{max}$$
(12)

gdzie: a_{max} - maksymalne zbliżenie zderzających się ciał.

Według [1] ogólny przebieg siły stykowej w trakcie zderzenia, gdy ma ona tylko jedno ekstremum, można schematycznie przedstawić w następujący sposób (rys. 1):



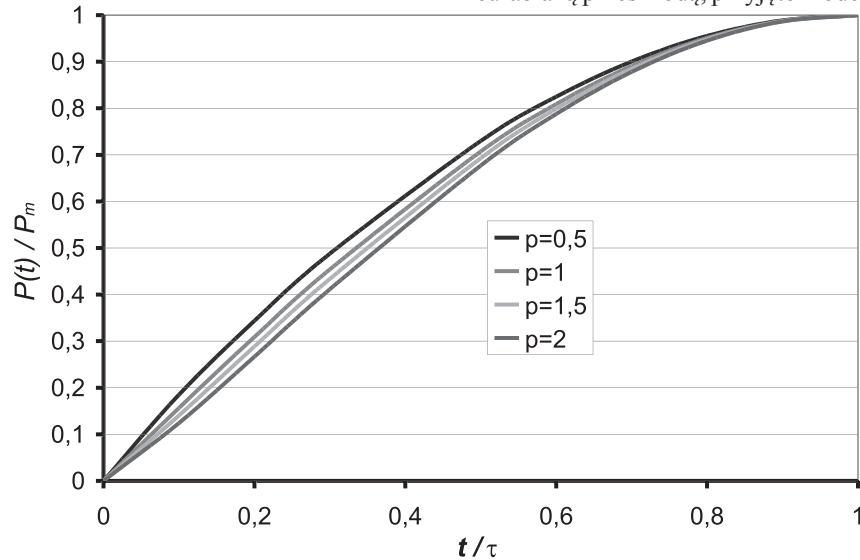
Rys. 1. Schemat impulsu zderzenia, gdy przebieg siły stykowej $P(t)$ posiada jedno maksimum w przedziale trwania impulsu $[0, \tau]$ według [1]
 Fig. 1. Scheme pulse impact when the pattern of contact force $P(t)$ has one peak in the pulse interval $[0, \tau]$ by [1]

Autorzy pracy [3], analizując wykresy tego typu, co przedstawiony na rysunku 1, uzyskane przy badaniu zderzeniu ciał z różnych metali i stopów, wysunęli propozycję aproksymacji zależności siły stykowej dla pierwszej fazy zderzenia następującą funkcją [1]:

$$P_I(t) = P_m \left(\sin \frac{\pi t}{2\tau_I} \right)^{\frac{9}{10-p}} \quad \text{dla } 0 \leq t \leq \tau_I \quad (13)$$

gdzie: P_m - maksymalna wartość siły stykowej, τ_I - czas trwania pierwszej fazy zderzenia, p - ta sama stała co i w zależności (12) [1].

Można przypuszczać, że podstawą przyjęcia takiej postaci funkcji aproksymującej była teoretyczna zależność (7). Opierając się na zależnościach (5) i (10) można przypuszczać, że zakres zmienności parametru p będzie w niewielkim stopniu odbiegał od 1. Zatem zależność siły stykowej od czasu będzie zbliżona do sinusoidy (rys. 2).



Rys. 2. Wpływ parametru p na kształt zmienności siły stykowej wg zależności (13)

Fig. 2. The influence of parameter p has the shape variation of the contact force by the dependence (13)

Wychodząc z zależności (13) impuls pierwszej fazy zderzenia można wyrazić zależnością:

$$S = \int_0^{\tau_I} P_m \left(\sin \frac{\pi t}{2\tau_I} \right)^{\frac{9}{10-p}} dt \quad (14)$$

Korzystając z podstawień:

$$x = \frac{\pi t}{2\tau_I} \quad \text{oraz} \quad q = \frac{9}{10-p} + 1 \quad (15)$$

zależność (14) można przedstawić w postaci:

$$S = P_m \frac{2\tau_I}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^{q-1} dx \quad (16)$$

Ponieważ [8]:

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^{q-1} dx = 2^{q-2} B\left(\frac{q}{2}, \frac{q}{2}\right) \quad (17)$$

zatem, wracając do poprzednich zmiennych, otrzymuje się:

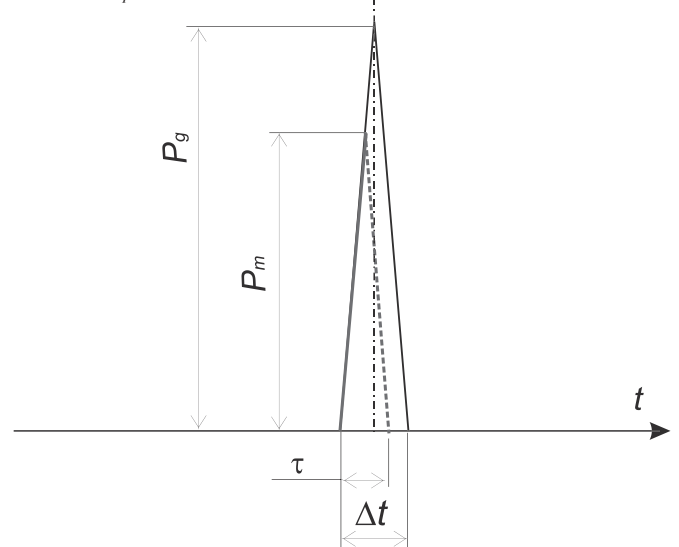
$$S = P_m \frac{2\tau_I}{\pi} 2^{\frac{9}{10-p}-1} B\left(\frac{\frac{9}{10-p}+1}{2}, \frac{\frac{9}{10-p}+1}{2}\right) \quad (18)$$

Jednym z parametrów występujących w zależności (14) jest maksymalna wartość siły stykowej podczas zderzenia, a właśnie jej wartość jest celem badań symulacyjnych zderzenia czerpaka wielonacyniowej koparki kołowej z nieurabialną przeszkodą. Zatem zależność (13) w tej postaci nie może stanowić modelu do tych badań symulacyjnych. Można jednak odpowiednio ją zmodyfikować, zachowując możliwie dobrze charakter zmienności siły.

Model obciążenia impulsowego koła czerpakowego

W pracy [4], do badań symulacyjnych napędu koła czerpakowego koparki SchRs 1200, przy zderzeniu czerpaka z nieurabianą przeszkodą, przyjęto model impulsu w postaci rów-

nobocznego trójkąta o określonej wartości szybkości narastania siły stykowej (rys. 3). Autorzy pracy [4], w oparciu o własne doświadczenia prowadzone na tego typu maszynach, ocenili ją na 30 MN/s. Odpowiada to wzrostowi siły obciążającej koło od zera do w przybliżeniu równej dziesięciokrotnej wartości maksymalnej siły urabiania tej koparki w ciągu 0,1 s. W modelu tym siła $P_I(t)$, przy zderzeniu, zwiększa się z czasem zgodnie



Rys. 3. Model obciążenia impulsowego przyjęty do badań symulacyjnych w pracy [4]

Fig. 3. Pulse load model adopted for the simulation research in the work [4]

z pochyleniem boku tego trójkąta, aż do wartości wynikającej z energii kinetycznej wirujących elementów.

Wadą tego modelu jest to, że przyrost siły stykowej w czasie zderzenia jest stały, co jest niegodne z zależnością (13). Model symulacyjny, utworzony w oparciu o tę zależność, ma następującą postać matematyczną:

$$P_I(t) = \begin{cases} 0 & \text{dla } t > t_0 \\ K \left[\sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{\dot{\phi}_{kn} - \dot{\phi}_k}{\dot{\phi}_{kn}}\right) \right]^{19-p} (t - t_0) & \text{dla } t_0 \leq t \leq t_I \Rightarrow \dot{\phi}_k = 0 \end{cases} \quad (19)$$

$$P_{II}(t) = \begin{cases} P_I(t)_{\max} - K(t - t_I) & \text{dla } t_I < t \leq t_{II} \Rightarrow P_{II}(t) = 0 \\ 0 & \text{dla } t > t_{II} \end{cases} \quad (20)$$

gdzie: $\dot{\phi}_k$ - prędkość kątowna obrotów koła czerpakowego, $\dot{\phi}_{kn}$ - nominalna prędkość kątowna obrotów koła czerpakowego, $P_I(t)_{\max}$ - maksymalna wartość siły stykowej, wynikająca z przebiegu symulacyjnego dla pierwszej wartości $\dot{\phi}_k = 0$ po czasie t_0 , K - początkowa wartość szybkości narastania obciążenia, t_I - czas końca pierwszej fazy zderzenia, z przebiegu symulacyjnego, dla pierwszej wartości $\dot{\phi}_k = 0$ po czasie t_0 , t_{II} - czas końca drugiej fazy zderzenia z przebiegu symulacyjnego dla pierwszej wartości $P_{II}(t) = 0$.

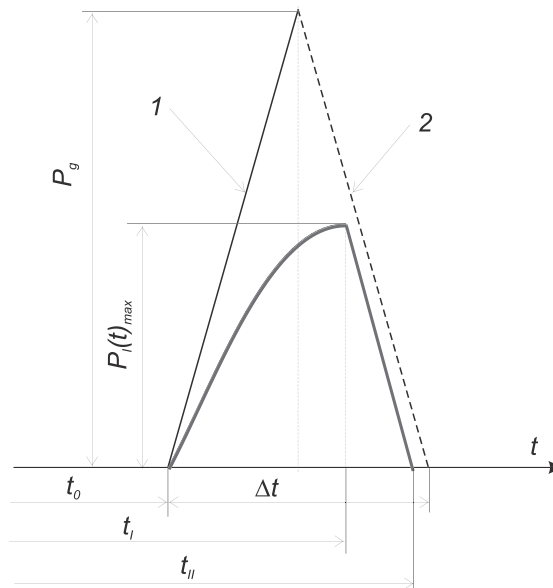
W powyższym modelu kryje się założenie, że w trakcie pierwszej fazy zderzenia prędkość obrotowa koła czerpakowego zmienia się liniowo z czasem. W innym przypadku zależność siły stykowej od czasu nie będzie ściśle sinusoidalna. Nie ma to znaczenia dla badań symulacyjnych choćby z uwagi na to, że wzór (13) nie jest ścisłą zależnością, a jej uproszczonym modelem. Szybkość narastania obciążenia w dużym stopniu zależy od wielkości zespołu urabiania. Jako miarę tej wielkości można przyjąć moc napędu koła czerpakowego. Zatem:

$$K = K_N N_S \quad (21)$$

gdzie: K_N - unormowana wartość początkowej szybkości narastania obciążenia, N_S - moc silnika napędu koła czerpakowego.

W proponowanym modelu (rys. 4) wielkość przyrostu obciążenia w czasie zależy od prędkości obrotowej koła czerpakowego, która w trakcie pierwszej fazy zderzenia maleje od wartości nominalnej do zera. Chwila unieruchomienia koła, wynikająca z przebiegu symulacji, wyznacza koniec pierwszej fazy zderzenia, kiedy to cała energia impulsu została zużyta na sprężyste i plastyczne odkształcenia. W zasadzie w tym momencie można byłoby zakończyć symulację, jednak skokowa zmiana siły stykowej mogłaby wywołać wystąpienie w wynikach symulacji drgania wynikające z procedury całkowania równań. Aby tego uniknąć przyjęto w modelu obciążenia impulsowego zmienność siły stykowej w drugiej fazie zderzenia według zależności (20). Opierając się na publikacji [1] z uwzględnieniem zależności (13) należałoby przyjąć wartość parametru p , we wzorze (11), dla zderzenia czysto sprężystego równą 3/2 a zupełnie plastycznego 1.

Wychodząc, z przytoczonych wyżej danych zaczerpniętych z pracy [4] i uwzględniając odmienny charakter zmienności siły stykowej można przyjąć wartość unormowanej początkowej szybkości narastania siły stykowej równą 68 kN/(s kW).



Rys. 4. Schemat modelu obciążenia impulsowego koła czerpakowego proponowanego do badań symulacyjny

1, 2 - linia prosta o współczynniku kierunkowym, odpowiednio K i $-K$

Fig. 4. Schematic model of bucket wheel load pulse of the proposed test simulation

1, 2 - a straight line with a directional factor, respectively K and $-K$

Podsumowanie

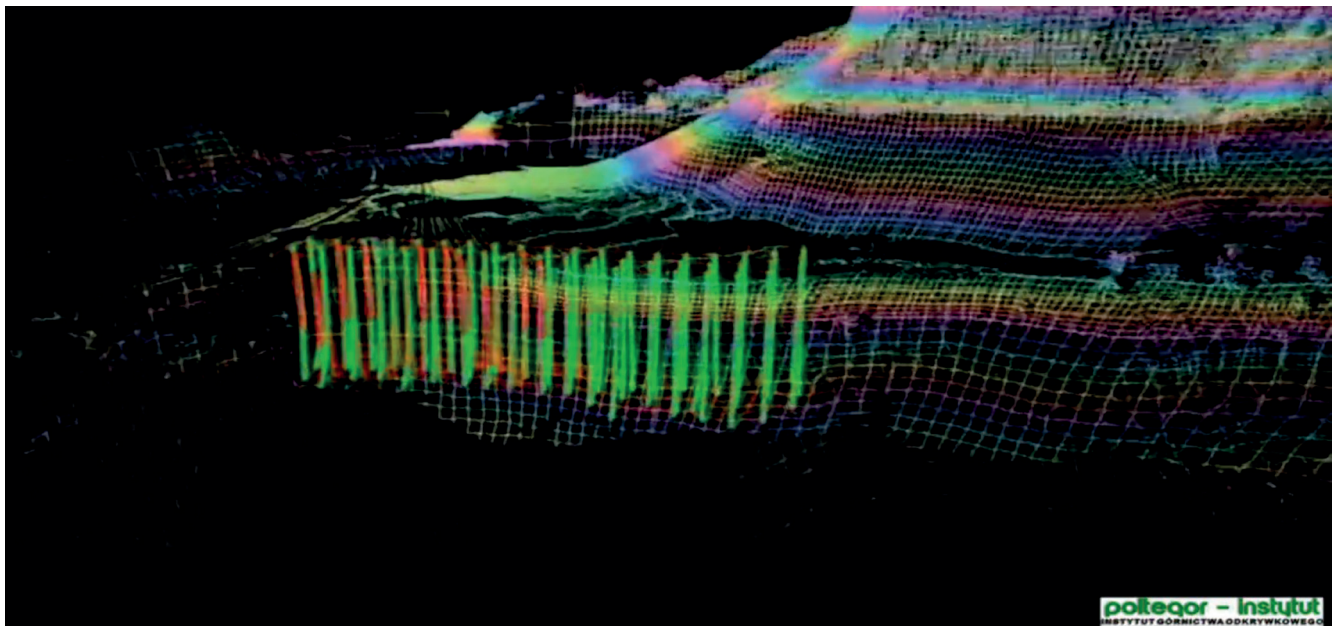
Uderzenie czerpaka w nieurabialną przeszkodę zasadniczo nigdy nie jest zjawiskiem czysto sprężystym ani czysto plastycznym. Przeważnie, przy mocno osadzonym wtrąceniu w urabianym ośrodku, zbliżone jest ono do zderzenia sprężystego z utratą pewnej części energii kinetycznej, zużytej na wytworzenie fal powierzchniowych. Jednak może wystąpić również zderzenie w dużym stopniu zbliżone do plastycznego, gdy wtrącenie jest osadzone w plastycznym ośrodku, a w wyniku zderzenia następuje zniszczenie niektórych elementów koparki. Wtedy, nawet znaczna

część energii kinetycznej może być utracona na odkształcenie plastyczne ośrodka, wywoływane przesunięciem osadzonej w nim przeszkody lub pracą potrzebną na wyłamanie zęba, rozerwanie czerpaka, ukręcenie wału koła czerpakowego lub zniszczeniem innej części maszyny.

Proponowany model ujmuje oba skrajne rodzaje zderzenia i oba powinny być uwzględnione w badaniach symulacyjnych zderzenia czerpaka z nieurabialną przeszkodą. Można jednak mieć wątpliwości, czy przy modelu zderzenia plastycznego wartość parametru p (w równaniu (13)) powinna wynosić 1, mimo że w dużym stopniu została ona umocowana badaniami teoretycznymi.

Literatura

- [1] Gryboś Ryszard. *Zależność maksymalnej siły uderzenia od współczynnika restytucji*. Mechanika Teoretyczna i Stosowana, 1975, IX. 2: 263-283 ISSN 0079-3701
- [2] Кильчевский Н.А. *Теория соударения твёрдых тел*. Киев: « Наукова думка» 1969 246s, ISBN (УДК) 539.3
- [3] Батев Г.С., Федосов А.А., Ефремов А.К.: *Соударение массивных тел при упруго-пластических деформированиях в зоне контакта*. W: Расчёты на прочность, 10. Москва: « Машиностроение » 1964 s. 363-390
- [4] Szepietowski Stefan Wojciech, Musiał Włodzimierz, Wygoda M: *Metoda optymalizacji parametrów napędu koła czerpakowego ze sprzęgłem hydrokinetycznym z punktu widzenia procesu obciążeń dynamicznych*. Raport końcowy, Projekt badawczy 7 70559102. Poltegor-Institut Wrocław 1994 praca niepub.
- [5] Borchardt H.G., Gums B., Jansen K., Pyrcik J.: *Bulky goods seraration from stream of conveyed coal*. Surface World of Mining Underground, 2011, 6 15-20
- [6] Волков Д. П., Черкасов В. А., *Динамика и прочность многоковшовых экскаваторов и отвалообразователей*. Москва, « Машиностроение » 1969, 406s, , ISBN (УДК) 621.879.44 : 531.3+539.4
- [7] Susłow G.K. *Mechanika teoretyczna*. PWN Warszawa, 1960, 766s
- [8] Рыжик И.М., Градштейн И.С.: *Таблицы интегралов, сум рядов и произведений*. Москва, Государственное Издательство Технико-Теоретической Литературы, 1951, 464.



fol. Laboratorium NSI (Kamil Rogosz)

Kopalnia Bazaltu Wilcza Góra - projekt siatki strzałowej przy wykorzystaniu skanningu laserowego