

ZAGROŻENIE WYBUCHEM WODORU NA OKRĘCIE PODWODNYM CZ.3 WYTWARZANIE MIESZANIN WODOROWYCH

Ryszard Kłós

Akademia Marynarki Wojennej Zakład Technologii Prac Podwodnych w Gdyni

STRESZCZENIE

W cyklu artykułów przedstawiono problematykę prowadzenia projektu dużego ryzyka na przykładzie modernizacji spalarek wodoru na okręcie podwodnym. W artykule opisano techniczne problemy związane z otrzymywaniem mieszanin wodorowo-powietrznych.

Słowa kluczowe: mieszaniny wodorowo-powietrzne, mieszanina piorunująca, wytwarzanie mieszanin gazowych, metoda mieszania strumieni.

ARTICLE INFO

PolHypRes 2017 Vol. 57 Issue 1 pp. 7 - 24

ISSN: 1734-7009 **eISSN:** 2084-0535

DOI: 10.1515/phr-2017-0001

Strony: 18, rysunki: 10, tabele: 7

page **www of the periodical:** www.phr.net.pl

Typ artykułu: oryginalny

Termin nadesłania: 02.07.2016r.

Termin zatwierdzenia do druku: 15.12.2016r.

Publisher

Polish Hyperbaric Medicine and Technology Society

WSTĘP

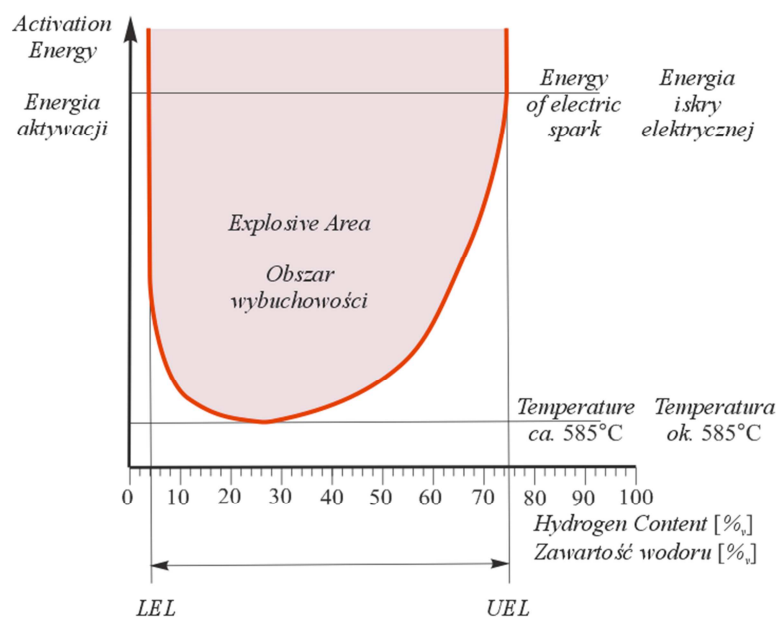
System otrzymywania mieszanin wodorowo-powietrznych stanowi kluczowy element stanowiska do badań nad katalitycznym utlenianiem wodoru. Przyjęto, że podczas badań należy zapewnić możliwość zasilania spalarki odpowiednio skomponowanymi mieszaninami wodoru z powietrzem.

W rozpatrywanym przypadku należało zapewnić przepływ powietrza w zakresie $\dot{V}_0 \in [0; 150]m^3 \cdot h^{-1} \triangleq [0; 2500]dm^3 \cdot min^{-1}$ a wodoru w zakresie $\dot{V}_{H_2} \in [0; 4,5]m^3 \cdot h^{-1} \triangleq [0; 75]dm^3 \cdot min^{-1}$.

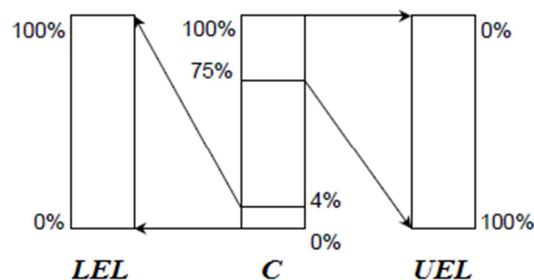
Wynika z tego, że maksymalne stężenie objętościowe wodoru $x_{H_2}^{max}$ powinno wynieść $x_{H_2}^{max} = \frac{4,5}{150} = 0,03 m^3 \cdot m^{-3}$ i leży ono o ok. $0,01 m^3 \cdot m^{-3}$ poniżej ogólnie przyjmowanej dolnej granicy wybuchowości.

GRANICE WYBUCHOWOŚCI WODURU

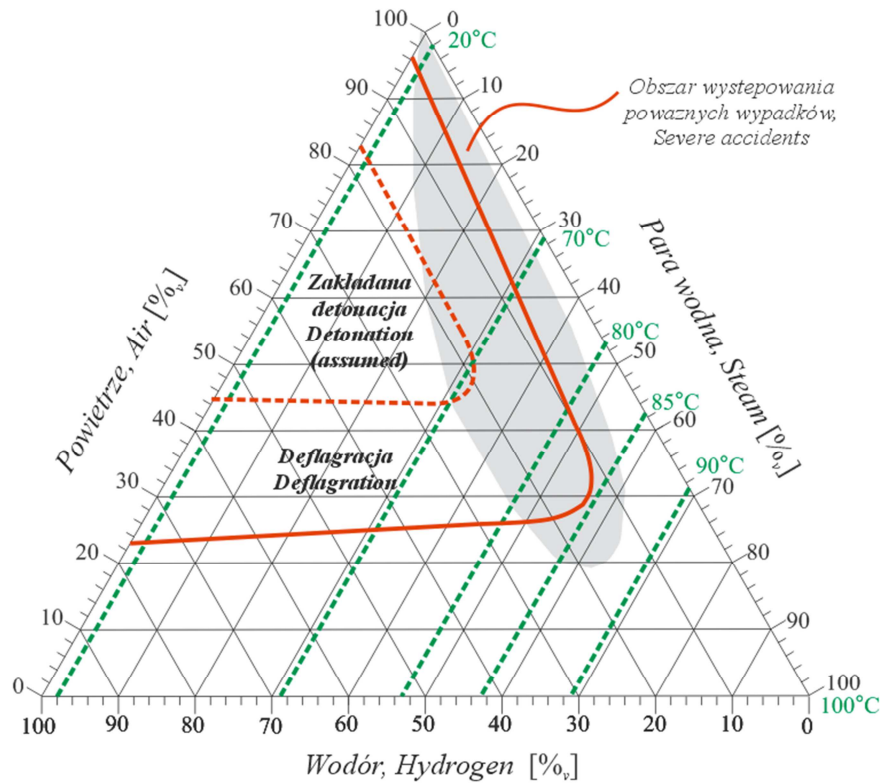
Powszechnie przyjmowana dolna granica wybuchowości ci wodoru w powietrzu LEL^1 , dla mieszaniny suchej w warunkach normalnych, wynosi $LEL = (4,1 \pm 0,1)\%_v H_2/pow.$ a górna granica wybuchowości UEL wynosi ok. $UEL \cong 75\%_v H_2/pow.$ ² Wyznaczone granice wybuchowości dotyczą zainicjowania zapłonu przez iskrę elektryczną. Przyjmuje się, że podgrzewanie mieszaniny wodorowo-powietrznej do temperatury $t = 350^\circ C$ jest bezpieczne a wartością graniczną jest temperatura $t = 585^\circ C$ [1,2] – rys.1. Pomiędzy tymi



Rys. 1. Poglądowy schemat ilustrujący definiowanie wartości dolnej LEL i górnej UEL granicy wybuchowości dla mieszaniny wodorowo-powietrznej [1,3].



Rys. 2. Powszechnie przyjmowane wartości dolnej DGW i górnej GGW granicy wybuchowości dla mieszaniny wodorowo-powietrznej przy ciśnieniu normalnym $p_0 = 101,325 kPa$ i temperaturze $t = 20^\circ C$ [1,4].



Rys. 3. Granice wybuchowości dla mieszaniny wodór-powietrze-para wodna dla ciśnienia normalnego i wilgotności względnej odniesionej do temperatury pary nasyconej [2,5].

wartościami mieści się zakres wybuchowości³ ER^4 . Jest on często wyrażany w umownych skalach wybuchowości. Dla mieszaniny wodorowo-powietrznej, wzajemną zależność zakresu wybuchowości ER , stężeń niebezpiecznych C i umownych granic wybuchowości pokazano na rys. 2.

ZALECENIA

Pokazane na rys. 3 granice⁵ dla zjawiska deflagracji⁶ zostały wyznaczone eksperymentalnie zaś dla detonacji⁷ stanowią wynik rozważań teoretycznych. Z rys. 3 wynika, że na wybuchowość mieszaniny wodorowo-powietrznej niebagatelny wpływ ma także zawartość wilgoci [6,7]. Przykładowo, nie następuje gwałtowne spalanie nasyconej parą wodną mieszaniny atmosferycznym i w temperaturze powyżej $t > 85^\circ\text{C}$, niezależnie od zawartości wodoru w powietrzu. Określenie tych niespotykanych zazwyczaj warunków jest efektem badań nad granicami bezpieczeństwa reaktorów atomowych typu PWR⁸.

Dla badań katalizatorów wykorzystywanych w spalarkach wodoru ważny jest wniosek, że para wodna powoduje dodatkową ochronę przed możliwością wybuchu. Dla zwiększenia bezpieczeństwa próby warto prowadzić przy dużej wilgotności zasysanego powietrza. Podczas badań stężenie wodoru wyrażone ułamkiem objętościowym x_v nie powinno nigdy przekraczać wartości $x_v < x_v^{max} = 0,03 \text{ m}^3 \cdot \text{m}^{-3} \text{H}_2/\text{pow}$.

WPROWADZENIE

Doświadczalnie stwierdzono, że po przekroczeniu pewnej granicy stosunku ciśnień pomiędzy wlotem p_1 i wylotem p_2 dyszy, pomimo zmian ciśnienia na wylocie⁹ p_2 , strumień masy \dot{m} przepływającego czynnika gazowego pozostaje stały $\dot{m} = idem$. Innymi słowy, zmiany ciśnienia wstecznego $\downarrow p_2 \uparrow$, dla stosunku ciśnień na wlocie i wylocie $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ leżącego poniżej granicznej wartości krytycznej $\beta < \beta_{kr}$, nie spowoduje zmiany strumienia masy $\dot{m} = idem$ przepływającego czynnika gazowego.

Na tej zasadzie oblicza się przepustowość dysz pracujących w przepływach nadkrytycznych. Prawidłowo dobrany zespół reduktora ciśnienia oraz dyszy dozującej, zapewnia dostarczenie stałego strumienia masy czynnika gazowego $\dot{m} = idem$. Wyprowadzając potrzebny model matematyczny można wyjść od różniczkowej formy równania Bernoullego.

RÓWNANIE BERNOULLEGO

Równanie Bernoullego wywodzi się z zasady zachowania energii. Zakładając, że nie występuje tarcie wewnętrzne¹⁰ dla 1 mola gazu można zapisać różniczkowy bilans energetyczny [6,7]:

$$de = de_k + de_p + de_o + de = q_{el} - w_{el} \quad (1)$$

gdzie: e – molowa energia całkowita; e_k – molowa energia kinetyczna układu; e_p – molowa energia potencjalna układu; e_o – molowa energia objętościowa układu; u – molowa energia wewnętrzna układu; q_{el} – molowa energia wymieniana na sposób ciepła pomiędzy układem a otoczeniem; w_{el} – molowa energia wymieniana na sposób pracy, z wyłączeniem pracy objętościowej, pomiędzy układem a otoczeniem.

W zależności (1) użyto symbolu el zamiast symbolu różniczki zupełnej do oznaczania granicznie małych zmian energii molowych wymienionych na sposób ciepła q_{el} i pracy nie objętościowej w_{el} . Postępowanie takie podyktowane było odróżnieniem funkcji stanu¹¹ od innych funkcji cząstkowych, nieopisujących jednoznacznie stanu układu. Ciepło i praca¹² nie są na ogół jednoznacznymi funkcjami stanu.¹³

Poszczególne człony energetyczne występujące w bilansie (1) można rozpisać, jako: $de_k = d(\frac{v^2}{2})$, $de_p = g \cdot dh$, $du = di - d(p \cdot v)$, $q_{el} = du + p \cdot dv$, $de_o = d(p \cdot v)$, gdzie: v – prędkość strumienia gazu, g – przyciąganie ziemskie; h – wysokość od powierzchni Ziemi, i – entalpia molowa; p – ciśnienie; v – objętość molowa. Po wstawieniu tych zależności do bilansu (1) i odpowiednich przekształceniach otrzymuje się różniczkową, molową postać równania Bernoullego:

$$d\left(\frac{v^2}{2}\right) + g \cdot dh + v \cdot dp = -w_{el} \quad (2)$$

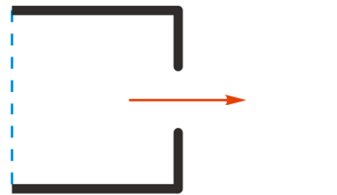
PRZEPIY W PRZEZ DYSZĘ

Dla gazu niewykonującego pracy objętościowej $w_{el} = 0$ przepływającego przez poziomą rurę $dh = 0$ od przekroju 1 poprzez kryzę o powierzchni otworu A_0 do przekroju 2, równanie Bernoullego (2) przybierze postać – rys. 1:

$$\int_{v_0}^0 d\left(\frac{v^2}{2}\right) = - \int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp \quad \rightarrow \quad \frac{v_0^2}{2} = \int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp \quad (3)$$

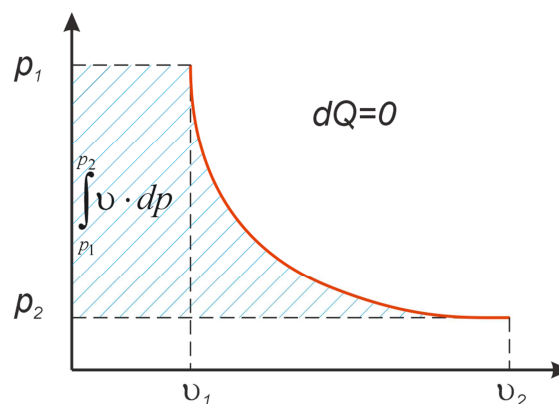
Korzystając z graficznej interpretacji całki zobrazowanej na rys. 2, można zapisać:

$$\int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp = \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv - \text{Pole}(p_2, 2, v_2, 0) + \text{Pole}(p_1, 1, v_1, 0) = \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv - p_2 \cdot v_2 + p_1 \cdot v_1 \quad (4)$$



Cross Sections; przekroje	1	0	2
Preassure; ciśnienie	p_1	p_0	p_2
Density; gęstość	ρ_1		ρ_2
Speed; prędkość		$v_0 = f(\rho)$	$v_2 \cong 0$
Temperature; temperatura	T_1		T_2
Area; powierzchnia		A_0	

Rys. 4. Warunki przepływu gazu przez poziomą rurę z kryzą o powierzchni otworu równej A_0 .



Rys. 5. Graficzna interpretacja całki $\int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp$ we współrzędnych (p, v) dla przemiany adiabatycznej $dQ = 0$.

Korzystając z pierwszej zasady termodynamiki¹⁴, dla układu izolowanego, można zapisać $p \cdot dv = c_v \cdot dT$, a stąd dla całki: $\int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = - \int_{T_1}^{T_2} c_v \cdot dT \equiv c_v \cdot (T_1 - T_2)$, gdzie: c_v – molowa pojemność cieplna układu dla przemiany izochorycznej.

Oznaczając, jako c_p molową pojemność cieplną układu dla przemiany izobarycznej, korzystając z równania Clapeyrona $p \cdot v = R \cdot T$ oraz ogólnych zależności termodynamicznych dla gazu doskonałego $\frac{c_p}{c_v} = \kappa \wedge c_p - c_v = R$, można zapisać, że $c_p - c_v = R = \frac{p_1 \cdot v_1}{T_1}$, a skąd: $c_v = \frac{p_1 \cdot v_1}{(\kappa - 1) \cdot T_1}$.

Wstawiając następnie ostatnie równanie do całki $\int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = c_v \cdot (T_1 - T_2)$ można zapisać: $\int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = \frac{p_1 \cdot v_1}{(\kappa - 1) \cdot T_1} \cdot (T_1 - T_2)$ a po przekształceniu można otrzymać: $\int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = \frac{p_1 \cdot v_1}{(\kappa - 1)} \cdot \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$.

Korzystając z równania Clapeyrona $p_1 \cdot v_1 = R \cdot T_1$ oraz wzoru Poissona¹⁵ $p_1 \cdot v_1^\kappa = p_2 \cdot v_2^\kappa$ można zapisać:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 \cdot v_2}{p_1 \cdot v_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/\kappa} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa} \quad (5)$$

Wstawiając to równanie do równania całkowego $\int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = \frac{p_1 \cdot v_1}{(\kappa - 1)} \cdot \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$, można otrzymać:

$$\int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = \frac{p_1 \cdot v_1}{\kappa - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa}\right] \quad (6)$$

Wstawiając otrzymaną zależność (6) do równania (4), można zapisać:

$$\int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp = p_1 \cdot v_1 \cdot \frac{1}{\kappa - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa}\right] + p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2 \quad (7)$$

Powtórnie korzystając z równania (5) $\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 \cdot v_2}{p_1 \cdot v_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/\kappa} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa}$ można zapisać: $p_2 \cdot v_2 = p_1 \cdot v_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa}$. Wprowadzając iloczyny $p_1 \cdot v_1$ i $p_2 \cdot v_2$ do nawiasu można równanie (7) można przekształcić do postaci: $\int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp = \frac{p_1 \cdot v_1}{\kappa - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa} + \kappa - 1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa} \cdot (\kappa - 1)\right]$.

Wyprowadzając współczynnik adiabaty κ przed nawias można zapisać: $\int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp = p_1 \cdot v_1 \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left[-\frac{1}{\kappa} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa} + 1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa} + \frac{1}{\kappa} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa}\right]$. A po skróceniu można otrzymać¹⁶:

$$\int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp = p_1 \cdot v_1 \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa}\right] \quad (8)$$

Wstawiając równanie (8) do (3): $\frac{v_0^2}{2} = \int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp$ można zapisać: $\frac{v_0^2}{2} = \int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp = p_1 \cdot v_1 \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\kappa-1/\kappa}\right]$. Skąd można otrzymać wzór na prędkość wypływu gazu v_0 przez kryzę o powierzchni otworu A_0 , jako funkcję początkowego stanu gazu (p_1, v_1) oraz stosunku ciśnień $\beta = \frac{p_2}{p_1}$:

$$v_0 = \sqrt{2 \cdot \frac{p_1}{\rho_1} \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left[1 - \beta^{\kappa-1/\kappa}\right]} \quad (9)$$

gdzie: ρ_1 – początkowa gęstość molowa $\rho_1 = \frac{1}{v_1}$; β – stosunek ciśnień $\beta = \frac{p_2}{p_1}$.

Na podstawie prawa ciągłości strugi, można zapisać $\dot{m} = A_0 \cdot v_0 \cdot \rho_0$, zaś wartość $\rho_0 \equiv \rho_2$ można wyznaczyć korzystając z równania Clapeyrona i zależności (5). Po przekształceniach można zapisać zależność: $\rho_2 = \rho_1 \cdot \frac{p_2 \cdot T_2}{p_1 \cdot T_1} = \rho_1 \cdot \beta \cdot \beta^{1-\kappa/\kappa} = \rho_1 \cdot \beta^{1/\kappa}$. Skąd, masowe natężenie przepływu gazu m można przedstawić, jako:

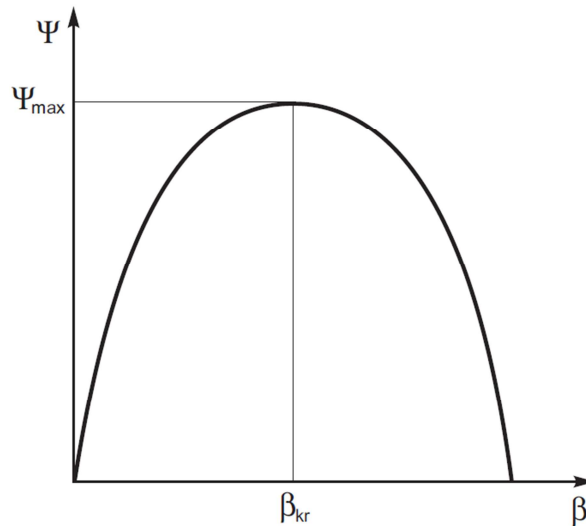
$$\dot{m} = A_0 \cdot \sqrt{p_1 \cdot \rho_1} \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left[\beta^{2/\kappa} - \beta^{\kappa+1/\kappa}\right]} \quad [10]$$

gdzie: \dot{m} – strumień masy.

Równanie (10) nosi nazwę równania Saint-Venanta-Wantzela. Wprowadzając tzw. liczbę przepływu Ψ : $\Psi = \left[2 \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left(\beta^{2/\kappa} - \beta^{\kappa+1/\kappa}\right)\right]^{0,5} = f(\beta; \kappa)$ można równanie (10) zapisać w skróconej formie [10]:

$$\dot{m} = A_0 \cdot \Psi \cdot \sqrt{p_1 \cdot \rho_1} \quad (11)$$

gdzie: Ψ – liczba przepływu.



Rys. 6. Teoretyczna zależność liczby przepływu Ψ w funkcji stosunku ciśnień β .

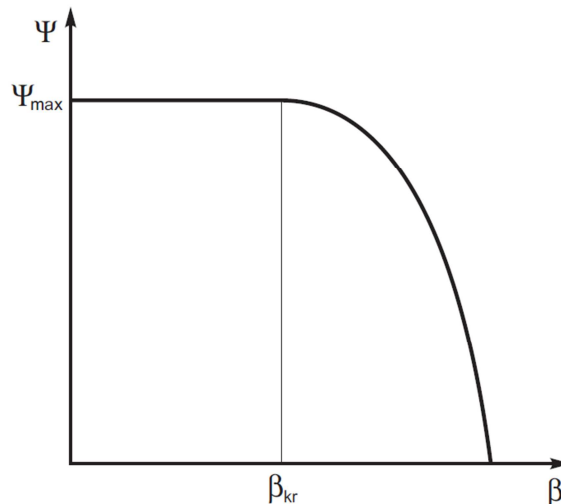
Odwzorowaniem graficznym funkcji liczby przepływu Ψ vs stosunek ciśnień $\beta = p_2/p_1$ jest linia mająca maksimum dla pewnej wartości krytycznej β_{kr} – rys. 3. Wartość krytyczną stosunku ciśnień β_{kr} można znaleźć obliczając pochodną $\frac{\partial \Psi}{\partial \beta}$ i przyrównując ją do zera, stąd:

$$\forall \frac{\partial \Psi}{\partial \beta} = 0 \quad \beta_{kr} = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\kappa / \kappa - 1} \quad (12)$$

Wartość Ψ_{max} można znaleźć wstawiając zależność (12) do równania $\Psi = [2 \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot (\beta^{2/\kappa} - \beta^{\kappa+1/\kappa})]^{0.5}$:

$$\Psi_{max} = \sqrt{\kappa \cdot \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\kappa+1/\kappa-1}} \quad (13)$$

Praktyczna zależność liczby przepływu Ψ od stosunku ciśnień $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ będzie wyglądała trochę inaczej niż teoretyczna – rys. 4. Wartości stałych κ , β_{kr} , Ψ_{max} oraz średnie masy molowe \bar{M} dla niektórych gazów zebrano w tab. 1.



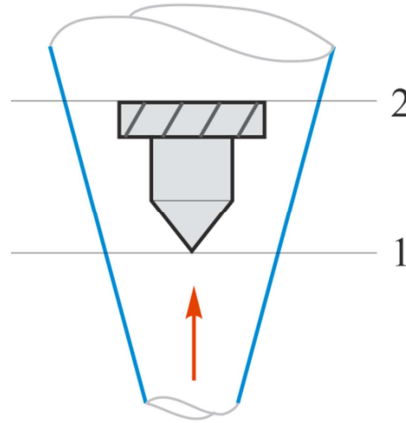
Rys. 7. Praktyczna zależność liczby przepływu Ψ w funkcji stosunku ciśnień β .

POMIARY ROTAMETRYCZNE

Do pomiaru natężenia przepływu powszechnie stosowane są rotametry. Schematycznie rotametr pokazano na rys. 5. Składa się on z rury szklanej rozszerzającej się w kierunku przepływu i pływaka. Pływak w zależności od prędkości przepływu jest utrzymywany na odpowiedniej wysokości. Na rurce jest naniesiona odpowiednia podziałka, stąd w zależności od wysokości podniesienia się pływaka można odczytać bezpośrednio natężenie przepływu. Na pływaka zawieszonym w przepływającym płynie działają następujące siły:

Wartości wybranych parametrów dla typowych składników czynników oddechowych.

	κ	β_{kr}	Ψ_{max}	$\frac{\rho(p_0; T_0)}{[g \cdot dcm^{-3}]}$	\bar{M} [g · mol ⁻¹]
powietrze				1,293	28,96
tlen	1,4	0,528	0,685	1,429	31,999
azot				1,251	28,01
wodór				0,0899	2,016



Rys. 8. Schemat zasady działania rotametu.

- ciężenia $G = V_p \cdot \rho_p \cdot g$
- wyporu $W = V_p \cdot \rho \cdot g$
- wynikająca z różnicy ciśnień statycznych $P = (p_1 - p_2) \cdot A_2$

gdzie: V_p – objętość pływaka rotametu; ρ_p – gęstość pływaka rotametu; ρ – gęstość płynu; g – przyspieszenie ziemskie; p_1 – ciśnienie statyczne w przekroju 1 – rys. 5; p_2 – ciśnienie statyczne w przekroju 2 – rys. 5; A_2 – pole przekroju pływaka w płaszczyźnie 2-2 – rys. 5.

Równowagę pływaka osiąga się, gdy siła ciężenia G równoważona jest siłą wyporu W i siłą wynikającą z różnicy ciśnień statycznych P , stąd skalarnie równowagę tę można zapisać w postaci równania: $G = W + P$. Bilans sił można rozpisać do postaci:

$$(p_1 - p_2) \cdot A_2 = V_p \cdot (\rho_p - \rho) \cdot g \quad (14)$$

Bilans (14) pokazuje zrównoważenie różnicy ciśnień statycznych $p_1 - p_2$ wytwarzających siłę parcia na pływak przez ciężar pływaka $V_p \cdot (\rho_p - \rho) \cdot g$.

Pomijając niewielką wysokość pływaka $h_1 \cong h_2$ oraz zmiany gęstości na skutek lokalnego sprężenia $\rho \cong idem$ można ułożyć *równanie Bernoulliego* (2) dla przekrojów 1 i 2 zaznaczonych na rys. 5: $p_1 + \frac{v_1^2}{2} \cdot \rho = p_2 + \frac{v_2^2}{2} \cdot \rho$, gdzie: v – prędkość strumienia gazu dla przekroju 1 i 2 z rys. 5. Ponieważ wolne dla przepływu gazu pola przekroju pierścieniowego istotnie się różnią $A_2 \ll A_1$, to należy stąd przyjąć, że $v_2 \gg v_1$, zatem uwzględniając te zależności można równanie $p_1 + \frac{v_1^2}{2} \cdot \rho = p_2 + \frac{v_2^2}{2} \cdot \rho$ uprościć do formy przybliżonej: $p_1 - p_2 \cong \frac{v_2^2}{2} \cdot \rho$.

Wstawiając tę zależność do równania (14), można otrzymać: $v_2 \cong \left(\frac{2 \cdot g \cdot V_p \cdot (\rho_p - \rho)}{A_2 \cdot \rho} \right)^{0,5}$, stąd objętościowe natężenie przepływu \dot{V} wyrazi się w przybliżeniu zależnością: $\dot{V} \cong A_2 \cdot v_2 = A_2 \cdot \left[\frac{2 \cdot g \cdot V_p \cdot (\rho_p - \rho)}{A_2 \cdot \rho} \right]^{0,5}$, gdzie v_2 – prędkość przepływu strugi gazu w przekroju A_2 . Równanie to jest zależnością przybliżoną, nieuwzględniającą np. siły pochodzącej od dynamicznego oddziaływania pływaka czy siły tarcia o powierzchnię pływaka. Uwzględniając to, należy do równania wprowadzić współczynnik korekcyjny α , nazywany liczbą przepływu:

$$\dot{V} \cong \alpha \cdot A_2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot g \cdot V_p \cdot (\rho_p - \rho)}{A_2 \cdot \rho}} \quad (15)$$

gdzie: α – liczba przepływu; A_2 – pole przekroju wolne dla przepływu płynu na wysokości kołnierza pływaka rys. 5; g – przyspieszenie ziemskie; V_p – objętość pływaka; ρ_p – gęstość pływaka; ρ – gęstość płynu.

Natężenie przepływu \dot{V} jest wyznaczane praktycznie położeniem pływaka w rurce rotametu. Można to pokazać wprowadzając do równania (15) wyrażenie na przekrój pierścieniowy A_2 , jako funkcję położenie pływaka H :

$$A_2 = \frac{\pi}{4} \cdot \left(D_0 + 2 \cdot H \cdot \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \right)^2 - A = f(H) \quad (16)$$

gdzie: D_0 – średnica wewnętrzna stożkowej rurki rotametu w przekroju odpowiadającym zerowej działce skali; φ – kąt rozwarcia stożkowej rurki rotametu; H – położenie pływaka; A – pole poprzeczne powierzchni kołnierza pływaka.

Dla określonego rotametu i niezmiennego stanu mierzzonego czynnika, wyrażenie pod pierwiastkiem w równaniu (15) ma niezmienną wartość $\left[\frac{2 \cdot g \cdot V_p \cdot (\rho_p - \rho)}{A_2 \cdot \rho} \right]^{0,5} = \text{idem}$. Wynika stąd, że zależność natężenia przepływu V od wzniesienia pływaka H nie jest funkcją liniową, jak to wynika z równań (15) i (16).

Teoretycznie, podziałka na rurce rotametu również nie powinna być równomierna. W wielu przypadkach, ze względu na bardzo małą wartość $\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$, oraz na niezmiennosc liczby korekcyjnej dla przepływu $\alpha \cong \text{idem}$ powyżej granicznych liczb Reynoldsa $Re > Re_{gr}$ można przyjąć, że z wyjątkiem początku skali podziałka ta może być równomierna [11].

W wyniku wzorcowania rotametu otrzymuje się charakterystykę podającą zależność objętościowego natężenia przepływu \dot{V} od położenia pływaka H . Jeśli skalę rotametu można uznać za liniową, to zmiana parametrów płynu lub zastosowanie innego niż użyty do wzorcowania powoduje zmianę nachylenia charakterystyki rotametu.

Przeliczenia można dokonać przy pomocy równania (15): $\dot{V} \cong \dot{V}' \cdot \frac{\alpha}{\alpha'} \sqrt{\frac{(\rho_p - \rho) \cdot \rho'}{(\rho_p - \rho') \cdot \rho}}$, gdzie symbole z indeksem ' odnoszą się do warunków wzorcowania, a symbole bez indeksów do warunków aktualnie panujących podczas pomiaru. Dla rotametrów gazowych, gdy gęstość materiału pływaka ρ_p jest wielokrotnie większa niż gęstość mierzzonego gazu ρ : $\rho_p \gg \rho$, równanie to uprości się do postaci: $\dot{V} \cong \dot{V}' \sqrt{\rho' \cdot \rho^{-1}}$. Praktyczne zastosowanie tego równania jest utrudnione, gdyż zwykle nie jest znana liczba przepływu α . Z praktyki wynika, że dla pływaków kołnierzowych można przyjąć, że iloraz liczb przepływu $\frac{\alpha}{\alpha'}$ jest w przybliżeniu równy jedności $\frac{\alpha}{\alpha'} \cong 1$.

Dla innych typów pływaków takie uproszczenie jest możliwe jedynie wtedy, gdy lepkości płynu wzorcowego i mierzzonego są zbliżone, a parametry środowiskowe ciśnienia i temperatury pomiaru jedynie nieznacznie różnią się od tych parametrów w warunkach wzorcowania rotametu. Jeżeli należy odnieść gęstości gazu występujące pod pierwiastkiem do warunków normalnych to uproszczona zależność przybierze postać:

$$\dot{V} \cong \alpha \cdot A_2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot g \cdot V_p \cdot (\rho_p - \rho)}{A_2 \cdot \rho}} \quad (15)$$

where: α – flow number; A_2 – section area free for a liquid flow at the height of the collar of the float fig. 5; g – gravitational acceleration; V_p – float volume; ρ_p – float density; ρ – liquid density.

Flow intensity \dot{V} is practically determined by the float's position in the rotameter tube. This may be illustrated by introducing into equation (15) an expression for the annular cross-section A_2 , as the function of float's position H :

$$A_2 = \frac{\pi}{4} \cdot \left(D_0 + 2 \cdot H \cdot \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \right)^2 - A = f(H) \quad (16)$$

where: D_0 – the internal diameter of the conical rotameter tube in the section corresponding to the zero position on the scale; φ – opening angle of rotameter tube; H – float's position; A – cross-section area of the float's collar surface.

For the specified rotameter and unchangeable state of the measured mix, the expression under the square root sign in equation (15) has a fixed value of $\left[\frac{2 \cdot g \cdot V_p \cdot (\rho_p - \rho)}{A_2 \cdot \rho} \right]^{0,5} = \text{idem}$. This shows that the dependence of flow rate \dot{V} on the float's height H is not a linear function as it stems from equations (15) and (16).

Theoretically, the gauge on the rotameter tube also should not be even. In many cases, due to the small value $\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$, and invariability of the flow correction number $\alpha \cong \text{idem}$ above limitary Reynolds numbers $Re > Re_{gr}$, it is possible to assume that the scale can be even with the exception of its beginning [11].

As a result of rotameter calibration, a characteristic is obtained specifying the relationship between volumetric flow intensity \dot{V} and the float's position H . If we assume that the rotameter scale is linear, then the change in liquid parameters or an application of a different liquid in calibration, will result in a modification in the characteristic slant variation for the rotameter.

Calculation can be performed with the use of equation (15): $\dot{V} \cong \dot{V}' \cdot \frac{\alpha}{\alpha'} \sqrt{\frac{(\rho_p - \rho) \cdot \rho'}{(\rho_p - \rho') \cdot \rho}}$, where symbols with the ' index refer to calibration conditions, and the symbols without indices to the conditions of measurements. In the case of gas rotameters, where float material density ρ_p is many times higher than density of the gas measured ρ : $\rho_p \gg \rho$, the equation will be simplified to the following form: $\dot{V} \cong \dot{V}' \sqrt{\rho' \cdot \rho^{-1}}$. Practical application of this equation is difficult as usually the flow number α is not known. It stems from experience that the flow numbers quotient $\frac{\alpha}{\alpha'}$ for collar floats is approximately equal to unity $\frac{\alpha}{\alpha'} \cong 1$.

In the case of other float types, such a simplification is possible only when the viscosity of the calibration and measured liquid are similar, and the environmental parameters such as pressure and temperature at the time of measurement are only insignificantly different from their values during rotameter calibration. Should it be necessary to refer gas densities from under the square root sign to normal conditions, the simplified relation will take the following form:

$$\dot{V} \cong \dot{V}' \sqrt{\frac{p' \cdot T}{p \cdot T'}} \cdot \frac{\rho'_0}{\rho_0} \quad \rho_p \gg \rho \quad (17)$$

gdzie: ρ'_0 – gęstość w warunkach normalnych medium gazowego, dla którego rotametr był wyskalowany; ρ_0 – gęstość w warunkach normalnych medium gazowego, dla którego wykonany został pomiar.

Często, w celach porównywania wyników pomiarów strumieni objętościowych wykonywanych w różnych warunkach temperatury i ciśnienia standaryzuje się mierzony strumień do warunków normalnych:

$$\dot{V}_0 = \frac{T_0 \cdot p}{T \cdot p_0} \cdot \dot{V} \quad (18)$$

gdzie: \dot{V}_0 – objętościowe natężenie przepływu czynnika mierzzonego odniesione do warunków normalnych $T_0 = 273,15 \text{ K}$ \wedge $p_0 = 101,325 \text{ kPa}$; T_0 – temperatura w warunkach normalnych [$T_0 = 273,15 \text{ K}$]; p_0 – ciśnienie normalne [$p_0 = 101,325 \text{ kPa}$]; p – ciśnienie atmosferyczne w chwili pomiaru; \dot{V} – zmierzone natężenie przepływu czynnika mierzzonego w warunkach pomiaru.

Aby przeliczyć wskazania dla mieszanin w pierwszej kolejności należy obliczyć gęstość mierzzonego czynnika gazowego według zależności: $\rho_0 = \sum_i x_v(i) \cdot \rho_0(i)$, gdzie: ρ_0 oznacza gęstość mieszaniny gazowej w warunkach normalnych, $x_v(i)$ reprezentuje ułamek objętościowy/molowy¹⁷ i -tego składnika gazowego zaś $\rho_0(i)$ gęstość i -tego składnika gazowego w warunkach normalnych. Dla gazów doskonałych można obliczyć gęstość mieszanin gazowych wykorzystując równanie Clapeyrona: $\rho = \frac{pM}{RT}$, gdzie p to ciśnienie, M reprezentuje masę molową, R uniwersalną stałą gazową zaś T temperaturę. Stąd można zapisać:

$$\dot{V} = \dot{V}' \sqrt{\frac{p' \cdot T}{p \cdot T'}} \cdot \sqrt{\frac{M'}{M}} = \dot{V}' \sqrt{\frac{p' \cdot T}{p \cdot T'}} \cdot \sqrt{\frac{\rho'_0}{\rho_0}} \quad (19)$$

gdzie: ρ'_0 – gęstość w warunkach normalnych użytego płynu do wzorcowania; ρ_0 – gęstość mierzzonego płynu w warunkach normalnych.

Przy porównywaniu wyników pomiarów rotametrycznych należy odnieść je do tych samych warunków pomiarów. Najczęściej standaryzuje się je do warunków normalnych – $T_0 = 273,15 \text{ K}$ \wedge $p_0 = 101,325 \text{ kPa}$. Korzystając z równania (18) można równanie (19) przekształcić do postaci:

$$\dot{V}_0 = \frac{T_0 \cdot p}{T \cdot p_0} \cdot \dot{V} = \frac{T_0 \cdot p}{T \cdot p_0} \cdot \sqrt{\frac{p' \cdot T}{p \cdot T'}} \cdot \sqrt{\frac{\rho'_0}{\rho_0}} \cdot \dot{V}' \quad (20)$$

Dla rotametry wzorcowanego w warunkach normalnych $p' \equiv p_0$ \wedge $T' \equiv T_0$ zależność (20) przybierze postać:

$$\dot{V}_0 = \sqrt{\frac{p \cdot T_0}{p_0 \cdot T}} \cdot \sqrt{\frac{\rho'_0}{\rho_0}} \cdot \dot{V}' \quad (21)$$

Rotametry są zwykle wykonywane dla zakresów 1:10. Dokładność pomiaru¹⁸ wynosi zwykle 3%. Rotametr w instalacji musi być montowany zawsze w położeniu pionowym. W zasadzie rotametrami można mierzyć natężenie strumienia w odgałęzieniu, które jest określonym stosunku do strumienia całkowitego. Dla rotametrów szklanych ciśnienie robocze płynów nie powinno przekraczać 1 MPa.

Najczęściej korzysta się z rotametrów wzorcowanych na powietrze w warunkach normalnych. Dla rotametry z pływakim kołnierzykowym, wyskalowanym dla warunków normalnych na przepływ powietrzny, w przybliżeniu dla pomiarów wykonanych w warunkach normalnych, dla maksymalnego, założonego strumienia wodoru na poziomie $\dot{V} = 75 \text{ dm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ rotametr wyskalowany na powietrze powinien wskazać: $\dot{V} (\text{pow.}) \cong 20 \text{ dm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$.

PROJEKT

System stało dozujący składa się z dyszy pracującej w przepływach nadkrytycznych zapewnianych przez ciśnienie zredukowane współpracującego z nią reduktora. Kluczowymi parametrami projektowymi takiego systemu będą: średnica dyszy D oraz krytyczna wartość ciśnienia zredukowanego dla wodoru $p_z^{kr}(H_2)$.

CISNIENIE ZASILANIA

Wykorzystując zależność (12) można określić minimalną wartość ciśnienia zasilania dyszy wodorem p_1^{min} w celu zapewnienia przepływów nadkrytycznych dozowanego wodoru przez dyszę do strumienia powietrza:

$$p_1^{min} \equiv p_z^{kr}(H_2) = \frac{p_0}{\beta_{kr}} = \frac{101,325 \text{ kPa}}{0,528} \cong 0,2 \text{ MPa} \quad (22)$$

gdzie: $p_z^{kr}(H_2)$ – minimalna wartość ciśnienia zasilania dyszy do zapewnienia nadkrytycznego przepływu wodoru; β_{kr} – krytyczny stosunek ciśnień $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ dla dyszy rys. 1.

ŚREDNICA DYSZY

Ze względu na stosowanie pomiarów rotametrycznych, wygodniej jest w zależności (11) zamienić strumień masowy \dot{m} na objętościowy \dot{V} : $\dot{V} = \frac{\dot{m}}{\rho_1} = \Psi \cdot A_0 \cdot \sqrt{\frac{p_1 \cdot \rho_1}{\rho_1^2}} = \Psi \cdot A_0 \cdot \sqrt{\frac{p_1}{\rho_1}} \quad T = idem,$

gdzie: \dot{V} – strumień objętościowy dozowanego czynnika gazowego, odniesiony do warunków panujących podczas pomiarów; ρ_1 – gęstość czynnika gazowego przed dyszą; A_0 – powierzchnia otworu dyszy.

Korzystając z równania Clapeyrona $\rho_1 = p_1 \cdot \frac{\bar{M}}{R \cdot T}$ można przekształcić powyższą zależność, do postaci: $\dot{V} = \Psi \cdot A_0 \cdot \sqrt{\frac{R \cdot T}{M}} = idem \quad \beta < \beta_{kr} \wedge T = idem.$ Odnosząc strumień do warunków normalnych $p_0 = 101,325 \text{ kPa} \wedge t = 0^\circ\text{C}$, zgodnie z równaniem Clapeyrona, można zapisać:

$$\dot{V}_0 = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \dot{V} = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot \dot{V} \cdot \Psi \cdot A_0 \cdot \sqrt{\frac{R \cdot T}{M}} \quad (23)$$

gdzie: \dot{V} – zmierzona wartość strumienia dozowanego gazu; p – ciśnienie atmosferyczne panujące podczas pomiarów.

Tab. 2

Obliczenia funkcji $\left(\frac{\partial \dot{V}_0}{\partial p_z}\right)_{0^\circ\text{C}}$ dla przykładowych gazów czystych i mieszanin.

	$\left(\frac{\partial \dot{V}_0}{\partial p_z}\right)_{0^\circ\text{C}} \left[\frac{dm^3}{MPa \cdot min} \right]$						
$D[mm] \rightarrow$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	równanie $\left(\frac{\partial \dot{V}_0}{\partial p_z}\right)_{0^\circ\text{C}}$
wodór	3	14	30	54	85	122	$338,11 \cdot D^2$

Nachylenie prostej będącej wykresem zależności strumienia gazu odniesionego do warunków normalnych w zależności od ciśnienia zredukowanego $\dot{V}_0 = f(p_z)$ równe jest różniczce strumienia \dot{V}_0 , z zależności (23), po ciśnieniu zasilania p_z : $\left(\frac{\partial \dot{V}_0}{\partial p_z}\right)_{\beta < \beta_{kr}} = \frac{T_0}{T} \cdot \frac{\Psi_{max}}{p_0} \cdot \sqrt{\frac{R \cdot T}{M}} \cdot A_0$. Stąd można obliczyć wymagane pole przekroju dyszy A_0 :

$$A_0 = \frac{\pi \cdot D^2}{4} = \frac{p_0 \cdot T}{T_0 \cdot \Psi_{max} \cdot \sqrt{\frac{R \cdot T}{M}}} \left(\frac{\partial \dot{V}_0}{\partial p_z}\right)_{\beta < \beta_{kr}} \quad (24)$$

Obliczenia dla wodoru zebrano w tab. 2.

POMIARY

Wyniki założeń projektowych należało walidować w procesie pomiarowym. W tym celu zbudowano system do wytwarzania mieszanin wodorowo-powietrznych składające się podsystemów: pomiarowego, dozowania powietrza, dozowania wodoru oraz mieszalnika.

DOZOWANIE POWIETRZA

Do prób wytwarzania mieszanin wodorowo-powietrznych wykorzystano pompę waporową układów regeneracji sterowaną falownikiem, dającym możliwość precyzyjnego ustawienia przepływu powietrza na wymaganym, stabilnym poziomie – rys. 6a. Układ ten podłączono węzłem elastycznym z głowicą reaktora rurowego gdzie znajdowało się podłączenie linii ciśnienia zredukowanego wodoru z dyszą dozującą i rurką podającą wodór w osi



Rys. 9. Reaktor rurowy do wytwarzania mieszaniny wodorowo-powietrznej: a)widok na stanowisko pompy tłoczącej powietrze umieszczonej w kontenerze, z przodu widoczne stanowisko pomiarów rotametrycznych, z lewej stanowisko pomiaru zawartości wodoru w powietrzu; b)widok na mieszalnik rurowy, bliżej na wlocie reaktora widać podłączenie węża tłoczącego do głowicy dozującej reaktora rurowego; c)widok podłączenia linii wodorowej i rurki dozującej wodór do reaktora rurowego, wewnątrz niewidoczna zabudowa dyszy dozującej; d)reduktor ciśnienia na linii wodorowej.

reaktora – rys. 6c. Regulacji ciśnienia zredukowanego w linii wodorowej dokonywano na reduktorze ciśnienia – rys. 6d. Wcześniej określono strumienie przepływającego powietrza w funkcji nastaw falownika sterującego pompą wyporową podającą powietrze – tab. 3.

DOZOWANIE WODORU

Korzystając z równania (24) dokonano obliczeń pola przekroju A_0 dyszy dozującej wodór dla temperatury, w której będą dokonywane pomiary, która została tutaj ustalona na $t = 0^\circ\text{C}^{19}$ – tab. 4. Ustalenie temperatury daje

Tab. 3

Odniesiony do warunków normalnych przepływ powietrza \dot{V}_0 przez stanowisko pomiarowe w funkcji nastaw falownika $F\%$.

Nastawy falownika $F\%$	Przepływ powietrza \dot{V}_0	Nastawy falownika $F\%$	Przepływ powietrza \dot{V}_0	Nastawy falownika $F\%$	Przepływ powietrza \dot{V}_0
[Hz%]	$[\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}]$	[Hz%]	$[\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}]$	[Hz%]	$[\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}]$
12,0	40	28,0	100	41,0	150
14,5	50	30,5	110	44,0	160
17,0	60	33,0	120	46,0	165
19,5	70	35,5	130	47,5	170
22,5	80	38,5	140	49,0	175
25,5	90	40	145		

możliwość szybkiego projektowania dysz systemu dozującego²⁰ przy wykorzystaniu zależności funkcyjnej (24). W tym celu można dla wodoru zapisać: $\frac{\dot{V}_0}{p_z} \cong 338,11 \cdot D^2$, gdzie: $[D] = \text{mm}$ a $[\frac{\dot{V}_0}{p_z}] = \text{dm}^3 \cdot \text{MPa}^{-1} \cdot \text{min}^{-1}$.

Wykonując obliczenia dla ciśnień powyżej ciśnienia krytycznego dla wodoru $p_1^{\text{min}} \gg 0,2 \text{ MPa}$ (22) można określić średnicę dyszy dozującej wodór na $D \cong 0,3 \text{ mm}$ – tab. 4.

Dla zaprojektowanej dyszy o średnicy $d \cong 0,3 \text{ mm}$ przeprowadzono pomiary rotametryczne dozowania strumienia wodoru \dot{V}_{H_2} . Pomiary dokonano w celach orientacyjnych dla sprawdzenia poprawności projektu dozownika wodoru zanedbując różnicę dotyczącą warunków przeprowadzenia pomiarów, które nieznacznie odbiegały od warunków normalnych²¹. Wyniki

Tab. 4

Obliczenia funkcji $\left(\frac{\partial \dot{V}_0}{\partial p_z}\right)_{0^\circ\text{C}}$ dla przykładowych gazów czystych i mieszanin.

$p_z =$	0,200	0,247	0,500	1,000	1,500	2,462	MPa
$\dot{V}_{H_2} =$	6,06	7,50	15,16	30,43	45,67	75,00	$dm^3 \cdot min^{-1}$
$D =$	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	mm

Tab. 5

Obliczenia funkcji $\left(\frac{\partial \dot{V}_0}{\partial p_z}\right)_{0^\circ\text{C}}$ dla przykładowych gazów czystych i mieszanin.

$p_z =$	0,200	0,247	0,500	1,000	1,500	2,462	MPa
$\dot{V}_{H_2} =$	6,06	7,50	15,16	30,43	45,67	75,00	$dm^3 \cdot min^{-1}$
$D =$	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	mm

przeliczenia wskazań rotametrycznych na dozowanie wodoru wykonano według zależności (17) i zebrano w tab. 6. Porównując wyniki obliczeń teoretycznych zawartych w tab. 5 i wyników pomiarów zebranych w tab. 6 można stwierdzić zadawalającą ich zgodność.

OTRZYMYWANIE MIESZANIN WODOROWO POWIETRZNYCH

Badania polegały na pobraniu próbek mieszaniny wodorowo-powietrznej w trzech odległościach od głowicy dozującej wodoru $l \in [0,91; 1,92; 2,91]$ – rys. 7b. Uśrednione wyniki pomiarów zebrano w tab. 7.

Tab. 6

Wyniki pomiaru dozowania wodoru przez dyszę ograniczającą $d \cong 0,3 \text{ mm}$.

Ciśnienie Zasilania p_z [MPa]	Wskazania rotametry skala powietrzna \dot{V}_0		Przeliczenie wskazań rotametry na dozowanie wodoru \dot{V}_{H_2}	
	$[dm^3 \cdot h^{-1}]$	$[dm^3 \cdot min^{-1}]$	$[dm^3 \cdot h^{-1}]$	$[dm^3 \cdot min^{-1}]$
05	250	417	947	1580
10	500	830	1.694	3144
15	710	1180	2.689	4470
20	940	1560	3.561	5909
25	1.150	1916	4.356	7258

Przeliczenia wskazań dokonano według równania $\dot{V}_0 = \sqrt{\frac{p \cdot T_0}{p_0 \cdot T}} \cdot \sqrt{\frac{\rho'_0}{\rho_0}} \cdot \dot{V}_{H_2}$,

gdzie: ρ'_0 – gęstość w warunkach normalnych użytego płynu do wzorcowania; ρ_0 – gęstość mierzonego płynu w warunkach normalnych, \dot{V}_0 – objętościowe natężenie przepływu czynnika mierzonego odniesione do warunków normalnych [$T_0 = 273,15 \text{ K} \wedge p_0 = 101,325 \text{ kPa}$]; T_0 – temperatura w warunkach normalnych [$T_0 = 273,15 \text{ K}$]; p_0 – ciśnienie normalne [$p_0 = 101,325 \text{ kPa}$]; p – ciśnienie atmosferyczne w chwili pomiaru; \dot{V}_{H_2} – zmierzone natężenie przepływu wodoru w warunkach pomiaru.



Rys. 10. Badania mieszania wodoru z powietrzem: a) zobrazowanie wyników pomiarów; b) sposób pobierania próbek; c) widok stanowiska pomiarowego.

System wytwarzania mieszaniny wykazywał dużą powtarzalność i stabilność otrzymywanego składu mieszaniny wodorowo-powietrznej. Badania pokazały, że już na odległości ok. 1 m można uważać mieszaninę za homogeniczną. Zdecydowano się zastosować reaktor o długości ok. 2 m.

Tab.7

Sprawdzenie warunków otrzymywania mieszanin wodoru w powietrzu.

Nastawy falownika	Strumień powietrza	Ciśnienie zredukowane wodoru	Strumień wodoru	Odległość	Pomiar stężenia wodoru
$F_{\%}$	\dot{V}_0	p_{H_2}	\dot{V}_{H_2}	l	x_{H_2}
[Hz%]	[$m^3 \cdot h^{-1}$]	[MPa]	[$m^3 \cdot h^{-1}$]	[m]	[$m^3 \cdot m^{-3}$]
40	145	2,0	3,5	1,92	0,0211
40	145	2,0	3,5	0,91	0,0213
40	145	2,0	3,5	2,91	0,0214

ZAKOŃCZENIE

Zebrane w tab. 7 wyniki pomiarów spełniły wymagania jakościowe dla metody otrzymywania mieszaniny wodorowo-powietrznej do przeprowadzenia badań procesu katalitycznego spalania wodoru.

BIBLIOGRAFIA

1. Coward H.F., Jones G.W. 1952. Limits of flammability of gases and vapors. Washington: Bureau of Mines, 1952. Bulletin 503;
2. Shapiro Z.M., Moffette T.R. 1957. Hydrogen flammability data and application to PWR loss-of-coolant accident. Pittsburgh: U.S. Atomic Energy Commission, 1957. WAPD-SC-545;
3. Das L.M. 1996. Hydrogen-oxygen reaction mechanism and its implication to hydrogen engine combustion. International Journal of Hydrogen Energy. 1996, Tom 21, 8, strony 703–715;
4. Krawczyk M. 2003. Wybuchowość mieszanin gazowych czujniki chemiczne do pomiaru wybuchowości. [Materiały do wykładów] Gdańsk: Politechnika Gdańska, 2003;

5. Morfin F., Sabroux J-C, Renouprez A. 2004. Catalytic combustion of hydrogen for mitigating hydrogen risk in case of a severe accident in a nuclear power plant: study of catalysts poisoning in a representative atmosphere. 2004, Tom 47, strony 47-58;
6. Goliński J.A., Troskałański A.T. 1979. Strumienice. Warszawa: WNT, 1979;
7. Halupczok J. 1975. Poddźwiękowe strumienice gazowe. Prace Naukowe Instytutu Inżynierii Chemicznej i Urządzeń Ciepłych. Wrocław: Politechnika Wroclawska, 1975;
8. Gumiński K. 1974. Termodynamika. Warszawa : PWN, 1974;
9. Pigoń K., Ruziewicz Z. 2007. Chemia Fizyczna. Warszawa: Wydawnictwo Naukowe PWN, 2007. ISBN 978-83-01-15055-6;
10. Mittleman J. 1989. Computer modeling of underwater breathing systems. [red.] D.E.Warkander C.E.G.Lundgren. Physiological and human engineering aspects of underwater breathing apparatus. Bethesda: Undersea and Hyperbaric Medical Society, 1989;
11. Collective work. 1990. Podręcznik metrologii. [red.] P.H. Sydenham. Warszawa: Wydawnictwo Komunikacji i Łączności, 1990. Tom I i II. ISBN 83-206-0681-0; ISBN 83-206-0812-0.

dr hab. inż. Ryszard Kłos, prof. nadzw. AMW

Akademia Marynarki Wojennej im. Bohaterów Westerplatte
Zakład Technologii Prac Podwodnych
81 – 103 Gdynia 3, ul. Śmidowicza 69
Tel: +58 626 27 46, Fax: +58 626 27 61

- ¹ ang. Lower Explosive Limit to najmniejsze stężenie substancji palnej, która podtrzyma proces spalania po zmieszaniu jej z utleniaczem i zainicjowaniu zapłonu,
- ² ang. Upper Explosive Limit to największe stężenie substancji palnej, dla której w mieszaninie jest wystarczająco utleniacza aby podtrzymać proces spalania mieszaniny po zainicjowaniu zapłonu,
- ³ przedział stężeń niebezpiecznych substancji palnej z utleniaczem, w którym każda mieszanina jest potencjalnie wybuchowa,
- ⁴ ang. Explosive Range,
- ⁵ określone wartości LEL i UEL nie są one granicami izotermicznymi,
- ⁶ wybuch właściwy będący szybką reakcją utleniania, która rozprzestrzenia się z prędkością niższą, niż prędkość dźwięku w tej mieszaninie,
- ⁷ wybuch rozprzestrzeniający się najczęściej z wysoką prędkością hiperdźwiękową ocenianą w gazach na [1,8; 3]km · s⁻¹, powodujący powstanie w otaczającym ośrodku fali uderzeniowej,
- ⁸ ang. Pressurized Water Reactor,
- ⁹ ciśnienie wsteczne,
- ¹⁰ gaz doskonały,
- ¹¹ w termodynamice funkcja zależna wyłącznie od stanu układu, czyli od aktualnych wartości jego parametrów,
- ¹² inaczej niż przykładowo energia wewnętrzna układu,
- ¹³ np. wielkość wykonywanej przez układ pracy objętościowej, określona jest wartością ciśnienia zewnętrznego, a nie ciśnienia gazu wykonującego pracę [8,9],
- ¹⁴ $du = c_v \cdot dT - p \cdot dv \mid du \equiv 0$,
- ¹⁵ równanie adiabaty $p \cdot v^k = \text{const}$,
- ¹⁶ adiabetic equation $p \cdot v^k = \text{const}$, ¹⁶ porównując równania (8) i (6) można zauważyć ciekawą zależność: $\int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = \kappa \cdot \int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp$,
- ¹⁷ dla gazów doskonałych ułamek molowy jest liczbowo równy ułamkowi objętościowemu,
- ¹⁸ błąd względny,
- ¹⁹ gdyż nie jest ona dokładnie znana a inna od tutaj założonej wprowadza niewielki błąd obliczeń,
- ²⁰ zależność (Z4.28) z zał.4 może stanowić podstawę do projektowania dysz dla układów redukcyjno–dozujących,
- ²¹ pomiary wykonane w warunkach zimowych na poziomie morza.