

mł. bryg. dr inż. Rafał Porowski

Katedra Bezpieczeństwa Budowli i Rozpoznawania Zagrożeń

Wydział Inżynierii Bezpieczeństwa Pożarowego

Szkoła Główna Służby Pożarniczej

Przejście do detonacji w mieszaninach gazowych – przegląd stanu wiedzy

Streszczenie

Spalanie detonacyjne w mieszaninach gazowych stanowi największe zagrożenie w przemyśle podczas transportu tych gazów w gazociągach. Prędkość rozprzestrzeniania się fali detonacyjnej, z frontem reakcji oraz falą uderzeniową wynosi ok. 1500–2000 m/s, w zależności od mieszaniny, a ciśnienie powstałe podczas detonacji wynosi ok. 30 razy ciśnienie początkowe. Artykuł ten ma celu dokonanie przeglądu stanu wiedzy w zakresie przejścia do detonacji w mieszaninach gazowych.

Słowa kluczowe: detonacja, DDT, spalanie, mieszaniny gazowe

Transition to Detonation in Gaseous Mixtures – a State of the Art

Abstract

Detonative combustion in gaseous mixtures seems to be the most hazardous phenomena in the industrial process during the pipeline transport of flammable gases. The propagation velocity of detonation wave, including the reaction front and shock wave can obtain ca. 1500–2000 m/s, depending on gaseous mixture and detonation pressure is about 30 times initial pressure. This paper shows a state of the art in the area of transition to detonation in gaseous mixtures.

Keywords: detonation, DDT, combustion, gaseous mixtures

WPROWADZENIE

Zjawisko przejścia od spalania deflagacyjnego do detonacji, tzw. DDT (ang. *Deflagration to Detonation Transition*), w mieszaninach gazowych stało się przedmiotem intensywnych badań naukowych, począwszy od lat 30. XX wieku. W tym okresie Bone i inni [1], przy użyciu kamery z wirującym lustrem, zaobserwowali zjawisko fali uderzeniowej rozprzestrzeniającej się w kierunku niespalonej mieszaniny przed frontem płomienia. Zgłoszono wówczas postulat, iż fala detonacyjna została zainicjowana w wyniku przedwczesnego zapłonu podczas sprężenia uderzeniowego mieszaniny. Chapman i Wheeler [2] jako pierwsi umieścili w gładkiej rurze badawczej przeszkodę, aby obserwować proces przyspieszania płomienia. Podczas swoich badań stwierdzili, że maksymalna prędkość rozprzestrzeniania się płomienia w rurze bez przeszkód, dla mieszaniny metanowo-powietrznej, wynosiła ok. 10 m/s. Przy zastosowaniu przeszkód w rurze, oddalonych od siebie o odległość równą średnicy rury, prędkość ta zwiększyła się do ok. 400 m/s. Niestety, z powodu ograniczonej średnicy rury badawczej, nie zaobserwowali oni zjawiska DDT. W latach 1950–1970 powstało kilkanaście pionierskich prac badawczych, które dostarczyły wiele ciekawych opisów zjawiska DDT w mieszaninach gazowych. Wśród wielu z tych prac, należałoby przede wszystkim wskazać badania doświadczalne prowadzone przez Shchelkina [3], który zaproponował, że zjawisko przyspieszania frontu płomienia związane jest z turbulencjami w niespalonej mieszaninie palnej, co powoduje zwiększanie powierzchni rozprzestrzeniającego się płomienia. Shchelkin stwierdził wówczas, że odkąd prędkość dźwięku w niespalonej mieszaninie odnosi się do prędkości płomienia, to istnieją pewne zależności pomiędzy prędkością płomienia, a jego powierzchnią, co zasadniczo wpływa na proces przyspieszania płomienia oraz przejście do detonacji. Według Oppenheima i Urtiewa [11], przejście do detonacji w gładkich rurach odbywa się poprzez tzw. „lokalne eksplozje” podczas spalania mieszaniny, które mogą powstać na froncie płomienia lub czole fali uderzeniowej. Z kolei Lee [4, 15] stwierdził, że problem przejścia do detonacji jest mocno związany z mechanizmami spalania turbulentnego, przy różnych warunkach brzegowych, a także, że gradienty reaktywności chemicznej powiązane z temperaturą oraz stężeniem mieszaniny palnej, mogą spowodować przyspieszanie płomienia oraz przejście do detonacji. Większość prac eksperymentalnych w tym zakresie, przeprowadzono w tzw. gładkich rurach

ikanalach, a także zawierających różne konfiguracje przeszkód. Fala detonacyjna w gazowych mieszaninach palnych może zostać zainicjowana bezpośrednio, jeśli do tej mieszaniny zostanie dostarczone źródło zapłonu o wystarczającej energii. Powstać wówczas musi silna fala uderzeniowa o określonym czasie trwania, która zapoczątkuje reakcję spalania w mieszaninie. Front rozprzestrzeniającej się w mieszaninie reakcji spalania gwałtownie połączy się z falą uderzeniową, aby utworzyć falę detonacyjną. Jeśli energia zapłonu okaże się niewystarczająca, tzn. mniejsza niż krytyczna energia detonacji, wówczas fala uderzeniowa stopniowo oddzieli się od frontu spalania. W sprzyjających warunkach rozprzestrzeniający się front spalania deflagacyjnego może ulec przyspieszeniu oraz w konsekwencji doprowadzić do powstania zjawiska DDT. Przejście do detonacji można zaobserwować w różnych sytuacjach, wliczając w to między innymi propagację płomienia w gładkich rurach i kanałach, przyspieszenie płomienia spowodowane umieszczeniem w rurze przeszkód o różnej konfiguracji czy też zapłon strumieniowy. Mechanizmy prowadzące do powstania detonacji w mieszaninach gazowych można podzielić na dwie grupy:

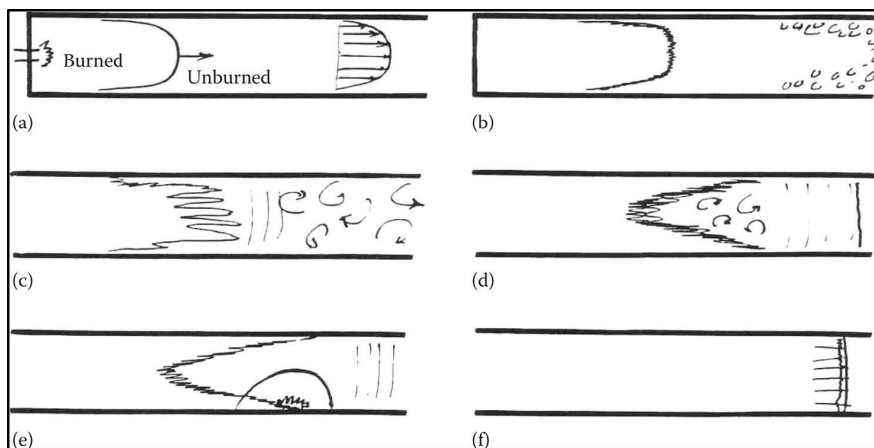
- bezpośrednia inicjacja detonacji przez falę uderzeniową,
- przejście od spalania deflagacyjnego do detonacji na skutek niestabilności rozprzestrzeniającego się frontu spalania, wzajemnego oddziaływania frontu spalania i fali uderzeniowej lub frontu spalania i ścianek rury, lub w wyniku lokalnego wybuchu niespalonej części mieszaniny palnej.

Pierwsza z tych grup stanowi proces bezpośredniej inicjacji, gdy fala uderzeniowa jest wystarczająco silna do zapłonu mieszaniny gazowej wraz z gwałtownym łączeniem się frontu spalania z falą uderzeniową, tworząc tym samym falę detonacyjną. Druga grupa mechanizmów prowadzących do DDT stanowi znacznie bardziej złożony problem, ponieważ zawiera zagadnienia dotyczące dynamiki gazów dla przepływu turbulentnego, kinetykę reakcji chemicznych oraz niestabilności fali spalania. Zel'dovich [5, 6], jako pierwszy wprowadził teorię, którą później zweryfikował doświadczalnie Lee [7], z której wynika, że gradienty reaktywności chemicznej powiązane z temperaturą i stężeniem mieszaniny palnej mogą spowodować przyspieszenie płomienia oraz przejście do detonacji. Powstanie tych gradientów powoduje uwalnianie się energii w określonym czasie. Doprowadzi to

wówczas do uformowania się fali uderzeniowej, która zapali mieszaninę oraz zapoczątkuje przejście do detonacji. Mechanizm ten nosi nazwę SWACER (z ang. *Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release*), co oznacza wzmocnienie fali uderzeniowej przez koherentne uwolnienie energii [8]. Zgodnie z tym mechanizmem, odpowiednie przygotowanie objętości gazu do lokalnej eksplozji może być dokonane poprzez intensywne mieszanie świeżej mieszaniny z produktami spalania na powierzchni ich kontaktu. Powstaje wówczas gradient reaktywności chemicznej o takim kształcie, że po zapłonie strefa wydzielania energii przemieszcza się wraz z frontem fali ciśnienia, wzmacniając go do takiego stopnia, że inicjuje detonację.

1. DDT W GŁADKICH RURACH

W zależności od stężenia mieszaniny palnej, warunków początkowych oraz geometrii kanału, propagacja płomienia w gładkich rurach, prowadząca do powstania zjawiska DDT, przebiega w kilku fazach, co pokano na rys. 1.



Rys. 1. Proces powstawania zjawiska DDT w gładkich rurach, z jednym końcem rury zamkniętym:

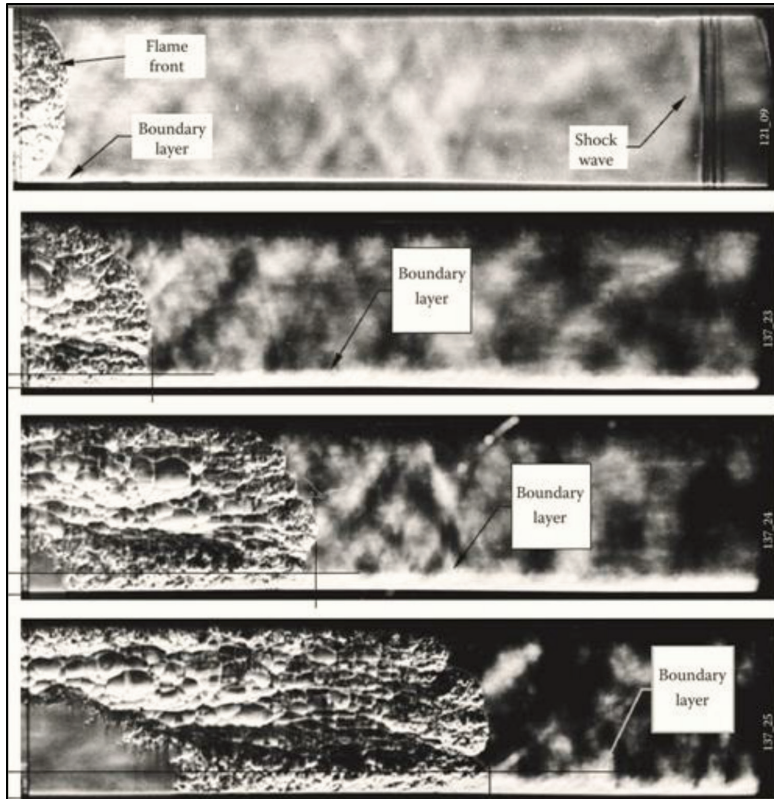
- (a) początkowa konfiguracja obrazująca gładki front płomienia z przepływem laminarnym,
- (b) pierwsze pofałdowania na froncie płomienia oraz lokalne wiry w warstwie przyściennej,
- (c) przepływ turbulentny i pofałdowany płomień,
- (d) powstanie fal ciśnieniowych przed płomieniem w kształcie tulipana,
- (e) lokalny wybuch w granicach płomienia,
- (f) przejście do detonacji

Źródło: [8].

Procesy te można podzielić na cztery zasadnicze grupy:

- Inicjacja procesu spalania. Relatywnie słabe źródło energii, przykładowo iskra elektryczna, powoduje zapłon mieszaniny palnej i powstanie spalania laminarnego. Mechanizm spalania laminarnego odbywa się poprzez cząsteczkowy transport energii wolnych rodników ze strefy reakcji do niespalonej mieszaniny.
- Przyspieszanie płomienia. Płomień laminarny zaczyna się rozszerzać i powstaje wówczas niestabilny przepływ. Przepływ ten staje się turbulentny z uwagi na interakcję ze ściankami rury, powodując pofałdowanie i przyspieszanie płomienia. Na początkowym etapie, przyspieszanie płomienia powodowane jest przez rozszerzalność cieplną gorących produktów spalania. Rozprzestrzeniający się płomień generuje fale akustyczne, które łączą się w fale ciśnienia, a następnie w fale uderzeniowe. Fale te wchodząc w interakcje, zwiększają również turbulencje podczas przepływu, jak również ciśnienie i temperaturę mieszaniny, intensyfikując tym samym proces spalania. W kolejnym etapie mają miejsce zjawiska związane ze zwiększaniem się powierzchni płomienia, wzrostem szybkości uwalniania energii, prędkości rozprzestrzeniania się płomienia oraz wzmacnianiem się fali uderzeniowej, na co wpływ mają przede wszystkim interakcje pomiędzy płomieniami lokalnymi wirami w przepływie turbulentnym, płomieniem i falą uderzeniową, a także różne mechanizmy niestabilności hydrodynamicznych, takich jak na przykład Rayleigha oraz Taylora, Richtmyera i Meshkova czy też Kelvina i Helmholtza. Nakładanie się oraz odbijanie fal od ścianek rury powoduje znaczne zwiększenie prędkości propagacji płomienia do wartości ok. 1000 m/s. Na rys. 2 przedstawiono fotografie wykonane za pomocą techniki smugowej, obrazujące początkowe etapy propagacji płomienia w gładkim kanale o prostokątnym przekroju poprzecznym 50×50 mm, dla stechiometrycznej mieszaniny wodorowo-tlenowej oraz ciśnieniu początkowym 0,075 MPa [9].
- Powstanie lokalnych eksplozji. Miejsca, w których dochodzi do lokalnych eksplozji tworzą się jako tzw. „kieszki” z mieszaniną palną, zlokalizowaną w pobliżu frontu płomienia, tuż za falą uderzeniową. Zgromadzona w tej kieszeni mieszanina osiąga warunki krytyczne do zapłonu i w konsekwencji następuje lokalny wybuch, tzw. „wybuch w wybuchu”, co jako pierwszy określił Oppenheim [10]. Kilka lat później, Oppenheim

i Urtiew [11], na podstawie przeprowadzonych badań doświadczalnych, m.in. przy użyciu techniki Schlieren, opisali szczegóły zjawiska DDT powstałego w wyniku lokalnej eksplozji mieszaniny palnej powstałego podczas spalania stechiometrycznej mieszaniny wodorowo-tlenowej w gładkiej rurze, przy ciśnieniu początkowym 1 atm.



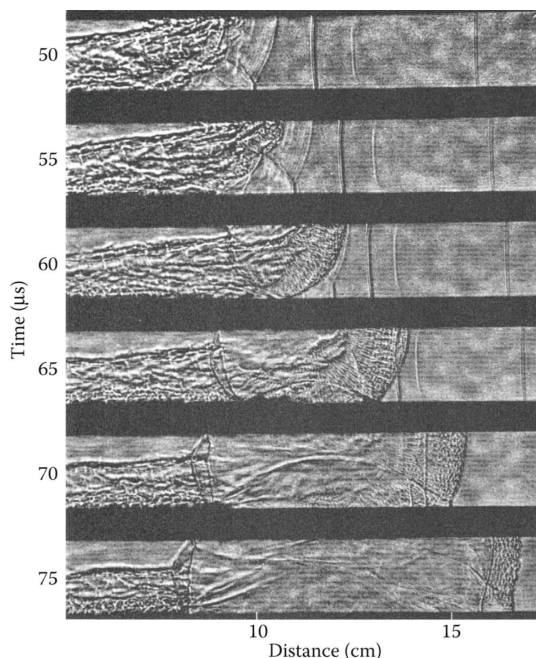
Rys. 2. Początkowe etapy propagacji płomienia w gładkim kanale, stechiometryczna mieszanina wodorowo-tlenowa, ciśnienie początkowe 0,075 MPa.

Fotografie wykonane na odcinku 210–440 mm od źródła zapłonu

Źródło: [9].

- Powstanie fali detonacyjnej. Lokalne eksplozje powodują powstanie silnej fali uderzeniowej, która gwałtownie łączy się z frontem reakcji spalania, tworząc ponaddźwiękowy (względem niespalanej mieszaniny), samopodtrzymujący się front fali detonacyjnej. Na rys. 3 przedstawiono kilka fotografii wykonanych dla stechiometrycznej mieszaniny

wodorowo-tlenowej, przy ciśnieniu początkowym 0,073 MPa, obrazujących przejście do detonacji, spowodowane lokalną eksplozją w pobliżu frontu płomienia przy górnej ścianie rury. Centrum tej lokalnej eksplozji widać wyraźnie na fotografii wykonanej w czasie 55 μ s. W konsekwencji tego powstaje sferyczna fala propagująca w poprzek rury badawczej, spalając całą mieszaninę pomiędzy frontem płomienia i falą uderzeniową. Następnie, sferyczny front lokalnej eksplozji zaczyna przenikać przez falę uderzeniową, tworząc samopodtrzymującą się falę detonacyjną.

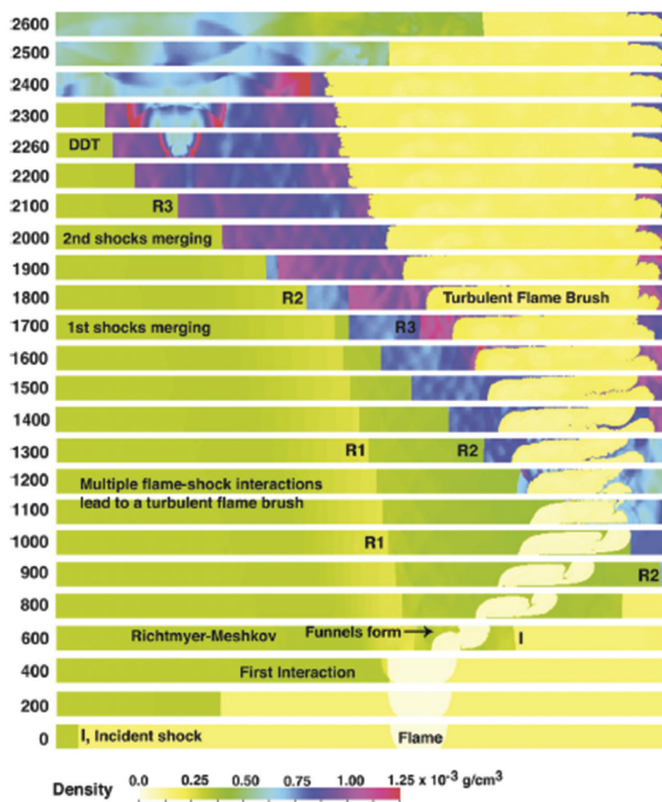


Rys. 3. Fotografie, wykonane za pomocą techniki Schlieren, przedstawiające zjawisko DDT w gładkiej rurze dla stechiometrycznej mieszaniny wodorowo-tlenowej, przy ciśnieniu początkowym 0,073 MPa.

Źródło: [11].

Zagadnienia dotyczące przejścia od spalania deflagacyjnego do detonacji w gładkich rurach stanowią obecnie przedmiot badań numerycznych, w których wykorzystywanych jest wiele zaawansowanych kodów obliczeniowych, umożliwiających poznanie szczegółów tej problematyki badawczej [12, 13]. Przykładowo, symulacje numeryczne wykonane przez Oran i Gamezo [14] wskazują jednoznacznie, że sprężenie uderzeniowe niespalonej mieszaniny

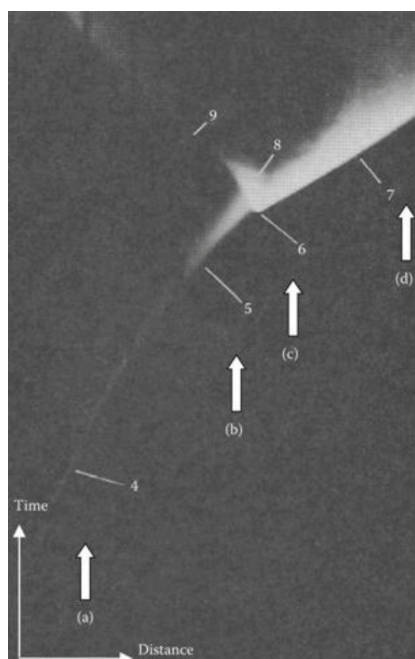
powoduje powstanie tzw. „gorących miejsc” (z ang. *hot spots*), w wyniku nakładania się poszczególnych fal, interakcji pomiędzy falą uderzeniową, a ściankami rury, jak również wpływem turbulencji podczas procesu spalania. Zgromadzone tam gradienty wysokich temperatur wytwarzają samorzutne fale reakcji spalania, prowadząc do detonacji. Ponadto, na podstawie tych symulacji, wykazano, że wzajemne oddziaływanie pomiędzy falą uderzeniową, a frontem płomienia odgrywa decydującą rolę w tworzeniu warunków umożliwiających zjawisko DDT, powodując turbulencje i przyspieszanie frontu płomienia. Na rys. 4 przedstawiono wyniki symulacji numerycznej w zakresie przejścia do detonacji w gładkim kanale, dla stechiometrycznej mieszaniny acetylenowo-powietrznej.



Rys. 4. Wyniki symulacji numerycznej w zakresie przejścia do detonacji w gładkim kanale o długości 32 cm, dla stechiometrycznej mieszaniny acetylenowo-powietrznej. Wyniki symulacji odnoszą się do gradientów gęstości
Źródło: [14]

Na rys. 5 przedstawiono fotografię wykonaną w technice smugowej, ilustrującą kolejne etapy przejścia do detonacji po zainicjowaniu mieszaniny acetylenowo-tlenowej słabym źródłem energii oraz po procesie przyspieszania płomienia. Na podstawie tej fotografii można wyodrębnić cztery główne obszary, a w szczególności:

- Początkowe połączenie płomienia i fali uderzeniowej. Fala uderzeniowa oraz płomień podczas spalania turbulentnego propagują wspólnie, a uwalnianie energii prowadzi do przyspieszania ich propagacji.
- Lokalne eksplozje prowadzą do przejścia do detonacji.
- Powstanie fali detonacyjnej po zjawisku DDT, o nieustalonej prędkości propagacji.
- Powstanie ustalonej fali detonacyjnej, po ustabilizowaniu się prędkości propagacji.



Rys. 5. Fotografia smugowa obrazująca etapy zjawiska przejścia do detonacji w mieszaninie acetylenowo-tlenowej w następstwie przyspieszania frontu spalania turbulentnego. 4 – powolny płomień, 5 – przyspieszający płomień, 6 – fala detonacyjna zwiększająca prędkość propagacji, 7 – ustalona fala detonacyjna, 8 – lokalna eksplozja na froncie płomienia, 9 – fala uderzeniowa

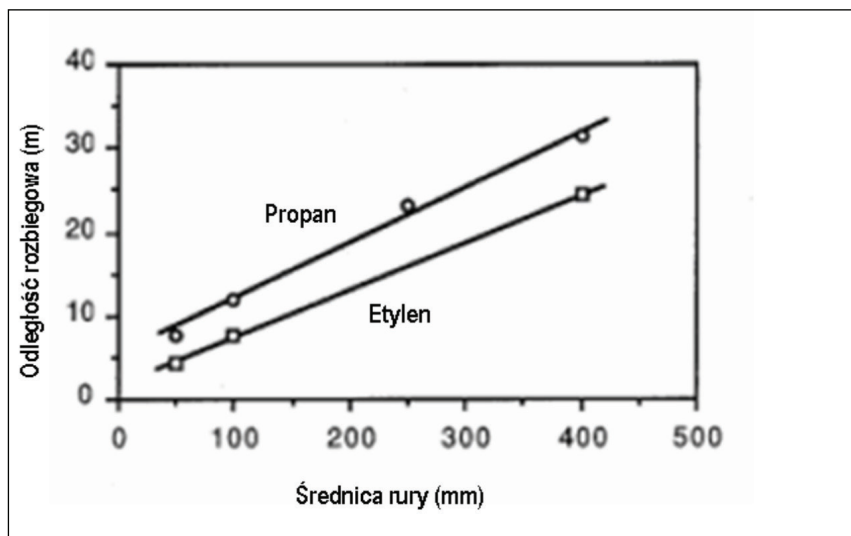
Źródło: [4]

W literaturze przedmiotu [16-19] znaleźć można sporo danych eksperymentalnych odnoszących się do wpływu średnicy rury czy początkowego ciśnienia oraz temperatury na tzw. odległość rozbiegową (z ang. *run-up distance*), to znaczy odległość od punktu zapłonu do momentu przejścia do detonacji w dostatecznie długich rurach. W literaturze przedmiotu z lat 60. oraz 70. XX w., odległość ta nazywana była „odległością indukcji”. Odstąpiono jednak od tej nazwy, aby nie mylić jej z terminem „strefy indukcji”, wprowadzonym przez teorię fali detonacyjnej ZND (teoria fali detonacyjnej wg Zeldowicha, von Nuemanna i Döringa) [21, 22]. Zatem, odległość rozbiegowa nie zależy jedynie od właściwości mieszaniny palnej, ale również od warunków początkowych i brzegowych, takich jak rodzaj i lokalizacja źródła zapłonu, wymiary i geometria rury, chropowatość ścianek rury, jak również to, czy rura badawcza jest zamknięta z obydwu stron czy też otwarta. Dane eksperymentalne odnoszące się do odległości rozbiegowej wskazują na to, że odległość ta maleje w zależności od ciśnienia początkowego, zgodnie ze wzorem:

$$X_{DDT} = f(p^{-m}) \quad (1)$$

gdzie wartość m zależy od właściwości mieszaniny palnej i mieści się w zakresie od 0,4 do 0,8 dla zakresu ciśnienia początkowego od 0,01 do 0,65 MPa.

Zjawisko DDT w krótkich rurach może pojawić się przy mniejszych odległościach rozbiegowych, niż w przypadku dostatecznie długich rur, w wyniku wstępnego sprężenia mieszaniny oraz interakcji płomienia z falą ciśnienia odbitą od końca rury. Efekt ten, w połączeniu z chropowatością ścianek rury, odgrywa kluczową rolę w mechanizmie przyspieszania płomienia. W 1983 roku Steen i Schampel [20] dokonali przeglądu badań doświadczalnych związanych z odległością rozbiegową dla detonacji mieszanin gazowo-powietrznych w długich rurach. Zaproponowane przez nich dane dotyczą wybranych mieszanin paliwowo-powietrznych przy ciśnieniu początkowym wynoszącym 1 atm. Na rys. 6 przedstawiono przykładowe wartości odległości rozbiegowych dla stechiometrycznych mieszanin etylenu i propanu z powietrzem.



Rys. 6. Odległości rozbiegowe dla detonacji stechiometrycznych mieszanin etylenu i propanu z powietrzem

Źródło: [20]

Wartości odległości rozbiegowej wzrastają wraz ze wzrostem średnicy rury badawczej. Z badań przeprowadzonych przez Steena i Schampela wynika również, że w tym przypadku istotną rolę odgrywają także stężenia paliwa w mieszaninie, a także to, że odległość rozbiegowa zmniejsza się wraz ze wzrostem ciśnienia początkowego oraz wraz ze spadkiem temperatury początkowej.

2. DDT W RURACH Z PRZESZKODAMI

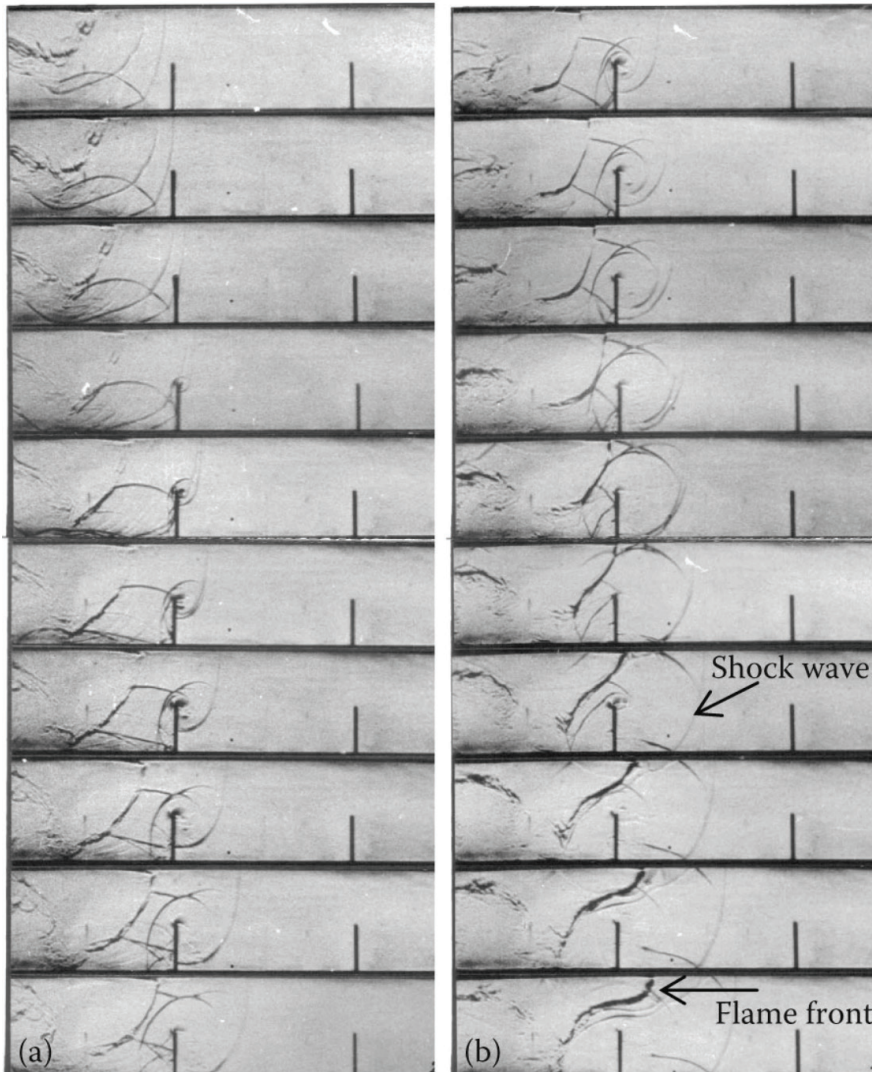
Badania doświadczalne, przeprowadzane od początku lat 80. XX wieku, nad zjawiskiem DDT w rurach zawierających różne konfiguracje przeszkód [23-30], jak również zaistniałe poważne awarie przemysłowe pokazały, że jeśli stężenie palnej mieszaniny gazowo-powietrznej znajduje się w obszarze granic wybuchowości, wówczas propagacja płomienia w tej mieszaninie w ośrodku z przeszkodami może gwałtownie przyspieszać, osiągając prędkości ponaddźwiękowe. Towarzyszyć temu będzie powstawanie fali

uderzeniowej oraz nadciśnienia o znacznych wartościach. Jeśli mieszanina ta będzie wystarczająco wrażliwa, wówczas mechanizm przyspieszania płomienia doprowadzi do zjawiska przejścia do detonacji. W zależności od stężenia mieszaniny palnej, warunków początkowych, geometrii rury badawczej oraz konfiguracji przeszkód, proces propagacji płomienia w rurze z przeszkodami przebiegać może w następujących obszarach:

- gaszenie płomienia – płomień przestaje się rozprzestrzeniać;
- powolne rozprzestrzenianie się płomienia – płomień propaguje z prędkością znacznie mniejszą niż prędkość dźwięku w produktach spalania;
- deflagracja – płomień propaguje z dużą prędkością, bliską prędkości dźwięku w produktach spalania (600–1200 m/s);
- quasi-detonacja – płomień rozprzestrzenia się z prędkością o wartości pomiędzy prędkością dźwięku w produktach spalania, a prędkością CJ (według teorii Chapman-Jouguet);
- detonacja – rozprzestrzenianie się płomienia z prędkością bliską wartości CJ.

Z praktycznego punktu widzenia, najważniejsze aspekty mechanizmów przyspieszania płomienia odnoszą się do ustalonego stanu propagacji płomienia o dużych prędkościach, zjawiska przejścia do detonacji, jak również rozprzestrzeniania się quasi-detonacji.

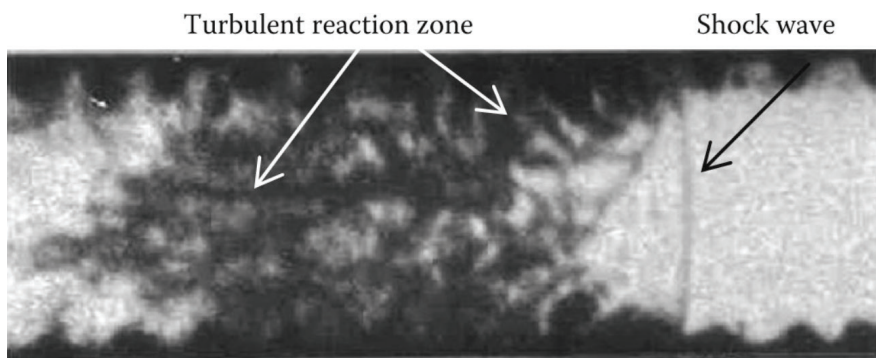
Szybkie płomienie w rurach o powtarzalnej konfiguracji przeszkód rozprzestrzeniają się z ustaloną prędkością, która utrzymuje się na tym samym poziomie przez całą długość rury badawczej. W niektórych przypadkach ustalony stan prędkości propagacji płomienia może być bliski prędkości dźwięku w produktach spalania. Ten tryb propagacji płomienia, zwany jako deflagracja, jest maksymalnym do osiągnięcia trybem przez płomień turbulentny dla spalania nie detonacyjnego. Na rys. 7 przedstawiono fotografie wykonane w technice Schlieren obrazujące proces propagacji płomienia podczas deflagracji w kanale z przeszkodami. Na fotografiach tych widać wyraźnie strukturę fali uderzeniowej oraz front reakcji spalania, propagujące z ustaloną prędkością o wartości ok. 700 m/s. Fala uderzeniowa powstała w wyniku nakładania się fal ciśnieniowych, generowanych przez front spalania turbulentnego.



Rys. 7. Propagacja płomienia podczas deflagracji w kanale z przeszkodami:
a) efekt stabilizacji podczas interakcji odbitej fali uderzeniowej z frontem płomienia, b) efekt przyspieszania i turbulizacji płomienia oraz jego przejście przez przeszkodę

Źródło: [31]

W badaniach tych [31] nie zaobserwowano zapłonu za falą uderzeniową do momentu, gdy temperatura za tą falą wynosiła ok. 500 K. Fala uderzeniowa docierając do przeszkody, odbiła się od niej, tworząc w konsekwencji cylindryczną falę odbitą, która rozprzestrzeniała się w poprzek kanału oraz w kierunku frontu spalania, wchodząc z nim w interakcję. Fala ta przechodząc przez płomień, spowodowała, że struktura płomienia turbulentnego stała się gładzsza z powodu niestabilności Marksteina. Proces stabilizacji płomienia w wyniku interakcji odbitej fali uderzeniowej i płomienia związany jest z nagłą zmianą szybkości uwalniania energii i w konsekwencji powstawaniem fal ciśnienia, co jako pierwszy ogłosił Markstein [33]. Fale ciśnienia odbite od górnej ścianki kanału wchodzą w ponowne interakcje z płomieniem, wywołując efekt jego destabilizacji. Następnie, płomień przyspiesza w kierunku gęstszego medium, powodując turbulizację frontu spalania, w wyniku mechanizmu niestabilności wg Rayleigha i Marksteina. Na rys. 8 przedstawiono strukturę spalania turbulentnego podczas deflagracji stechiometrycznej mieszaniny wodorowo-tlenowej w kanale. Duża chropowatość górnej i dolnej ścianki kanału została wytworzona za pomocą małych cylindrycznych przeszkód o średnicy 2,5 mm.



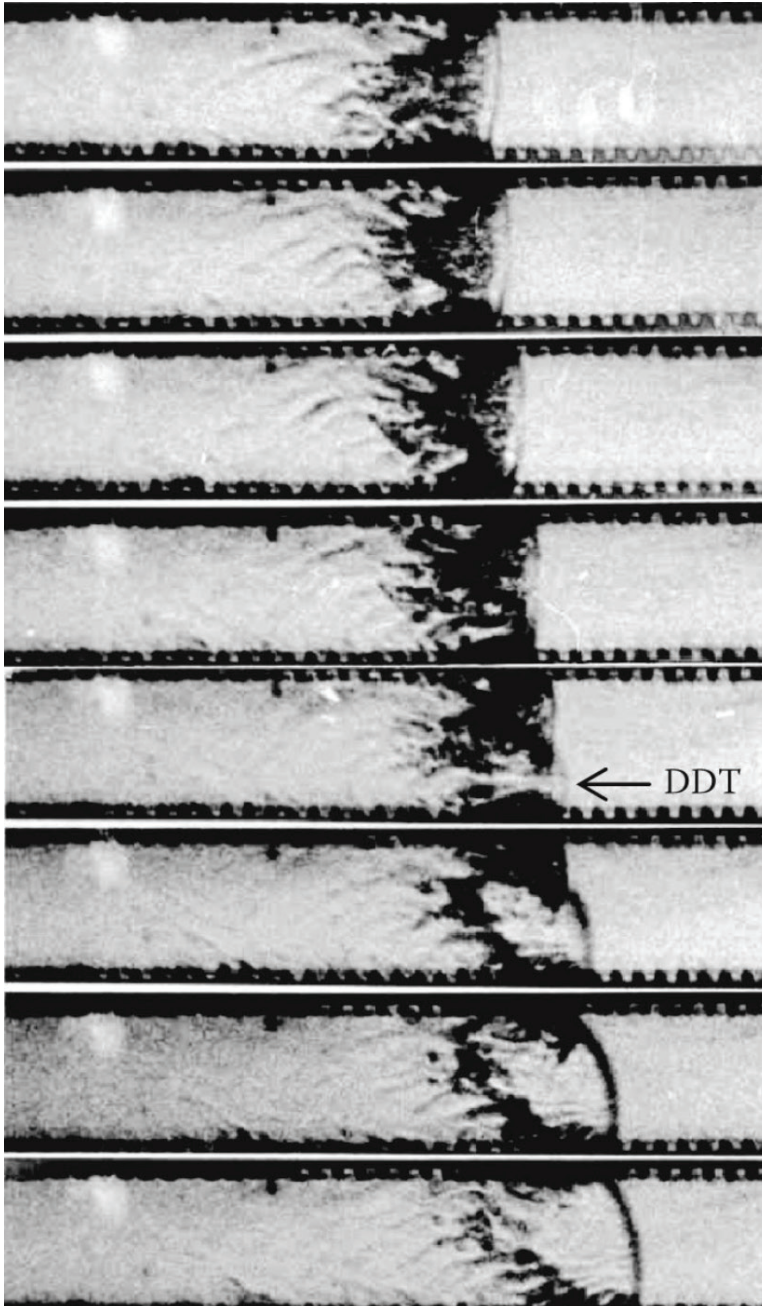
Rys. 8. Struktura spalania turbulentnego podczas deflagracji stechiometrycznej mieszaniny wodorowo-tlenowej w kanale z przeszkodami

Źródło: [31]

Przedstawiona na rys. 8 struktura spalania turbulentnego składa się z fal zagęszczeniowych na froncie spalania i następującej za nim turbulentnej

strefy reakcji. Fala uderzeniowa w tym przypadku nie jest zbyt silna, aby spowodować zapłon mieszaniny, dlatego też front spalania rozprzestrzenia się w charakterystycznym kształcie litery „V”. Fala spalania (rys. 8) rozprzestrzeniająca się z prędkością ok. 1000 m/s, znajduje się w odległości ok. 40 cm od źródła zapłonu w postaci świecy elektrycznej. Należy stanowczo rozróżnić mechanizm powstawania zjawiska przejścia do detonacji w gładkich rurach oraz rurach z przeszkodami, odkąd chropowatość ścianek rury odgrywa znaczącą rolę zarówno procesie propagacji spalania deflagracyjnego, jak i w przejściu do detonacji. W gładkich rurach ustalona detonacja oznaczana jest za pomocą ustabilizowania się prędkości jej propagacji. Zazwyczaj prędkość płomienia przed-detonacyjnego jest mniejsza niż 1000 m/s, gdzie prędkość detonacji według modelu CJ wynosi ponad 2000 m/s. Pojawienie się lokalnych eksplozji w pobliżu fali spalania powoduje zazwyczaj, że początkowo prędkość detonacji jest wyższa niż założona wartość teoretyczna, a następnie ulega obniżeniu do wartości bliskiej, przewidywanej według modelu CJ. W takich przypadkach zawsze można zaobserwować falę uderzeniową, która po powstaniu lokalnych eksplozji rozprzestrzenia się w kierunku produktów spalania. Dla bardzo chropowatych rur proces przyspieszania płomienia jest bardziej gwałtowny niż w przypadku rur gładkich. Przejście do detonacji będzie zatem w takich przypadkach bardziej widoczne z powodu powstania lokalnych eksplozji oraz nagłej zmiany w prędkości propagacji fali spalania. Chropowatość ścianek rury czy kanału, kontrolować będzie zatem rozprzestrzenianie się fali spalania.

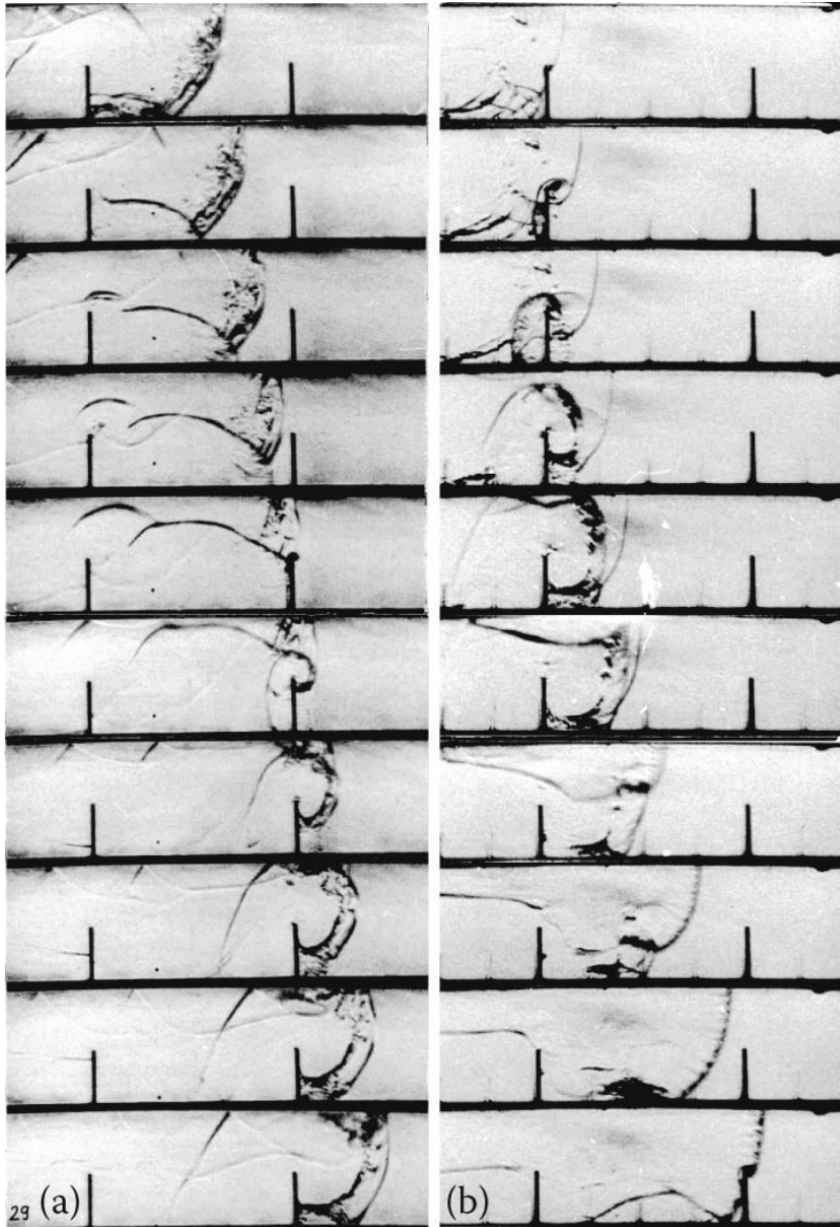
Na podstawie swoich doświadczeń eksperymentalnych, Shepherd i Lee [8] stwierdzili, że przy całkowitym braku granic dla ścinania i tworzenia się fal, jak w przypadku czystej, sferycznej geometrii, poprzez mechanizm niestabilności oraz samo-turbulizacji płomień nie może zapewnić przejścia do detonacji, z wyjątkiem mieszanin bardzo podatnych na detonację. W rurach z przeszkodami, przejście do detonacji jest znacznie szybciej możliwe do zajścia, poprzez powstanie silnych turbulencji w pobliżu przeszkód oraz odbijanie i wzajemne nakładanie się fal. Na rys. 9 przedstawiono kilka fotografii Schlieren zjawiska DDT w bardzo chropowatym kanale. Na fotografiach tych wyraźnie widać, że przejście do detonacji jest ściśle powiązane ze zmianą prędkości propagacji.



Rys. 9. Fotografie wykonane w technice Schlieren, obrazujące DDT w chropowatym kanale dla stechiometrycznej mieszaniny wodorowo-tlenowej
Źródło: [8]

Na rys. 9 pokazano jak szybka deflagracja przed powstaniem DDT rozprzestrzeniała się z prędkością 1400 m/s, podczas gdy po przejściu do detonacji prędkość ta zwiększyła się do ok. 3000 m/s. W tym przypadku turbulentny płomień w pełni przekroczył falę uderzeniową w momencie przejścia do detonacji. Wskazuje to na fakt, że detonacja jest wyzwalana przez stopniowe wahania ciśnienia, a nie poprzez lokalne eksplozje. Podobne wnioski wyciągnęli na podstawie swoich badań Yatsufusa i inni [34]. We wczesnych badaniach nad propagacją detonacji w chropowatych rurach i kanałach zaobserwowano ustabilizowane prędkości propagacji fali detonacyjnej na poziomie ok. 50% wartości teoretycznej prędkości według modelu CJ. Detonację o tak niskiej prędkości propagacji nazywa się quasi-detonacją [35]. Badania doświadczalne przeprowadzone przez Teodorczyka [36–37] oraz Chan [26] wskazują, że mechanizm inicjacji quasi-detonacji następuje z powodu samozapłonu, poprzez odbijanie fali uderzeniowej. Badania te pokazują, że odbicia fali uderzeniowej od przeszkód umieszczonych w rurze, a także od jej ścianek, mogą prowadzić do samozapłonu. Zadaniem przeszkód jest promowanie zjawiska odbicia fali uderzeniowej, prowadząc tym samym do powstawania wysokich temperatur i w konsekwencji samozapłonu. Detonacje są inicjowane z tych lokalnych „gorących miejsc”, a następnie ulegają niszczeniu poprzez procesy dyfrakcji wokół przeszkód. W przypadku quasi-detonacji, dyfrakcja wokół przeszkód niszczy zainicjowaną detonację, podczas gdy odbijanie się fali uderzeniowej powoduje powstawanie tzw. „gorących miejsc” oraz ponowną inicjację. Proces ten stanowi zatem podstawowy mechanizm propagacji quasi-detonacji.

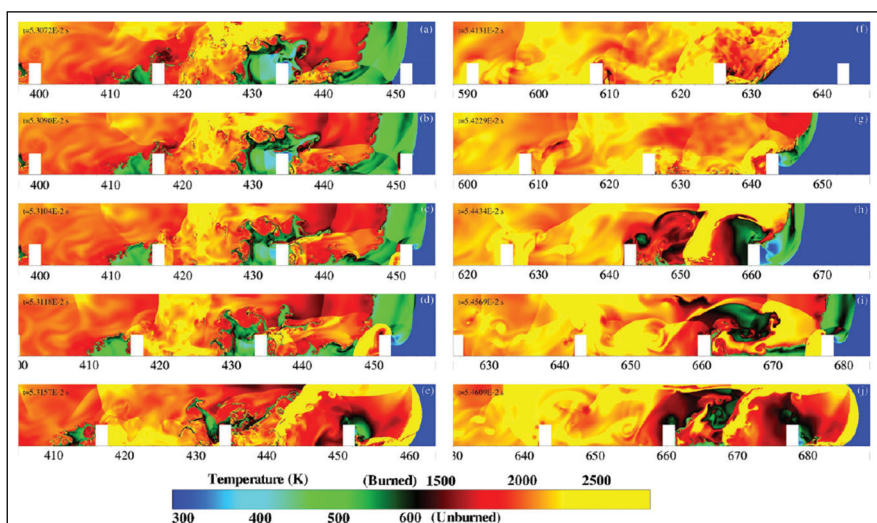
Na rys. 10 przedstawiono sekwencję fotografii wykonanych w technologii Schlieren, obrazujących propagację quasi-detonacji. Na części (a) rys. 10 widać reinicjację detonacji na dolnej ściance kanału. Na szóstej od góry klatce na części (a) rys. 10 widać wyraźnie zjawisko ugięcia i odbicia fali uderzeniowej wraz z frontem spalania. Przy gęstszej lokalizacji przeszkód w kanale, występowało częstsze tłumienie poprzez proces dyfrakcji ponownie zainicjowanej detonacji. Wyjaśnia to zatem spadek średniej prędkości propagacji dla quasi-detonacji, przy zagęszczeniu przeszkód w kanale. Część (b) rys. 10 obrazuje proces reinicjacji w wyniku odbicia się fali uderzeniowej od przeszkody. Gwałtowne rozszerzanie się odbitej fali uderzeniowej widać dość wyraźnie na 2 i 3 klatce części (b) rys. 10. W tym przypadku, dyfrakcja spowodowała zniszczenie ponownie zainicjowanej detonacji, prowadząc do powstania rozprzestrzeniającej się dalej cylindrycznej deflagracji.



Rys. 10. Fotografie wykonane w technice Schlieren, obrazujące propagację quasi-detonacji w kanale z przeszkodami dla stechiometrycznej mieszaniny wodorowo-tlenowej

Źródło: [31]

W zależności od wysokości oraz zagęszczenia przeszkód w rurze lub kanale, jeden lub kilka opisanych powyżej mechanizmów może mieć miejsce podczas propagacji płomienia. Jednakże mechanizm rozprzestrzeniania się płomienia składa się z ciągłej reinicjacji oraz dyfrakcji wokół przeszkód. Proces ten w przypadku quasi-detonacji jest zasadniczo identyczny, jak w przypadku detonacji, gdzie ponowna inicjacja pojawia się, gdy następuje zderzenie się fal poprzecznych, a następnie słabnie w wyniku tych kolizji. Dla quasi-detonacji, proces reinicjacji jest ściśle kontrolowany przez przeszkody. Ogólnie mówiąc, zarówno przeszkody, jak i ścianki kanału lub rury zapewniają wystarczającą powierzchnię odbicia oraz dyfrakcji. Główne obszary propagacji płomienia w rurach z przeszkodami, były również przedmiotem badań numerycznych, w tym przede wszystkim symulacji przeprowadzonych przez Gamezo i Oran [38]. Ich badania wskazują jednoznacznie, że w początkowych etapach przyspieszenie płomienia powodowane jest rozszerzalnością cieplną gorących produktów spalania. W późniejszych etapach, wzajemne oddziaływania fali uderzeniowej i płomienia oraz niestabilności na froncie fali spalania są odpowiedzialne za zwiększanie się powierzchni płomienia, szybkość uwalniania energii oraz wzmocnienie się fali uderzeniowej. Przejście do detonacji następuje w wyniku pojawienia się „gorących miejsc” powstałych poprzez odbijanie się fali uderzeniowej od przeszkód oraz ścianek kanału lub rury. W symulacjach tych zaobserwowano, że zjawisko DDT i później proces quasi-detonacji pojawiło się w momencie, gdy fala uderzeniowa zderzyła się z przeszkodą. Ten sam mechanizm potwierdziły opisane powyżej badania doświadczalne. W symulacjach wykonanych dla mieszanin metanowo-powietrznych w kanale z przeszkodami [39], Oran i inni stwierdzili, że początkowo płomień przyspieszał, aż do pewnej ustalonej prędkości, a następnie albo nastąpiło przejście do detonacji, albo płomień dalej propagował z tą samą prędkością. Na rys. 11 przedstawiono sekwencję zdarzeń prowadzących do DDT, na podstawie przeprowadzonych symulacji numerycznych. Widać tu wyraźnie, że fala uderzeniowa odbija się od ścianki kanału i przeszkody, co skutkuje w powstaniu fal odbitych oraz wzmocnieniu wzajemnego oddziaływania fali uderzeniowej i płomienia. Powoduje to znaczny wzrost temperatury, bliski temperaturze samozapłonu, oraz towarzyszy formowaniu się „gorących miejsc”, a w konsekwencji inicjacji detonacji.

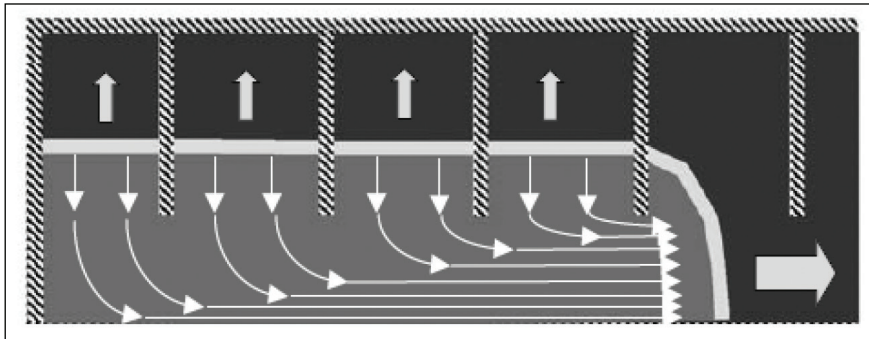


Rys. 11. Profil temperatury podczas symulacji numerycznej mieszanki metano-powietrznej w rurze o średnicy 17,4 cm z przeszkodami o współczynniku $BR = 0,3$ oraz odległością między przeszkodami równą średnicy rury. Po lewej stronie rysunku widać przejście do detonacji, a po prawej interakcje fali uderzeniowej i płomienia w wyniku reinicjacji detonacji
Źródło: [39].

Do ciekawych wniosków doszli Akkerman i inni [40] na podstawie przeprowadzonych symulacji numerycznych w zakresie przejścia do detonacji dla mieszanin wodorowo-powietrznych w kanale z przeszkodami o różnych wymiarach. Stwierdzili oni, że propagacja płomienia powoduje powstawanie tzw. „kieszeni” pomiędzy przeszkodami, zawierających świeżą mieszaninę palną, co pokazano na rys. 12. Rozszerzalność gazu z powodu opóźnionego spalania w tych kieszeniach powoduje formowanie przepływu strumieniowego w przestrzeni nieobjętej przeszkodami. Przepływ ten powoduje gwałtowne przyspieszenie płomienia i w konsekwencji przejście do detonacji.

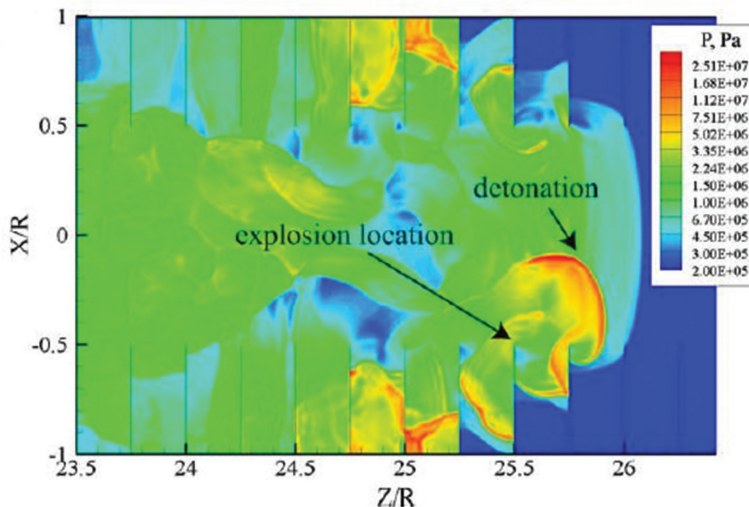
Akkerman i inni [40] wykazali, że płomień bardziej przyspiesza w cylindrycznych rurach, niż w kanałach o przekrojach prostokątnych, a proces przyspieszania jest zazwyczaj zwalniany z powodu sprężenia gazu w obszarze niespalonej mieszanki. Ponadto, stwierdzili oni również, że wraz ze wzrastającą liczbą Macha, przyspieszanie płomienia ulega stabilizacji, aż do osiągnięcia unormowanej, ale tym samym naddźwiękowej prędkości

propagacji. Ustabilizowanie się prędkości propagacji płomienia może prowadzić do powstawania „lokalnych eksplozji” i w konsekwencji przejścia do detonacji. Na rys. 13 przedstawiono wynik symulacji numerycznej przejścia do detonacji w kanale z przeszkodami dla stechiometrycznej mieszaniny wodorowo-powietrznej.



Rys. 12. Powstawanie zawierających świeżą mieszaninę palną pomiędzy przeszkodami w kanale oraz mechanizm formowania strumieni

Źródło: [40]



Rys. 13. Profile ciśnienia podczas symulacji numerycznej przejścia do detonacji w rurze z przeszkodami, wraz z powstaniem lokalnej eksplozji i formowaniem się fali detonacyjnej, dla stechiometrycznej mieszaniny wodorowo-powietrznej

Źródło: [40]

Akkerman i inni [40] wykazali, że płomień bardziej przyspiesza w cylindrycznych rurach niż w kanałach o przekrojach prostokątnych, a proces przyspieszania jest zazwyczaj zwalniany z powodu sprężenia gazu w obszarze niespalonej mieszaniny. Ponadto stwierdzili oni również, że wraz ze wzrastającą liczbą Macha, przyspieszanie płomienia ulega stabilizacji, aż do osiągnięcia unormowanej, ale tym samym naddźwiękowej prędkości propagacji.

LITERATURA

- [1] Bone W.A., Fraser R.P., Wheeler W.H., A photographic investigation of flame movements in gaseous explosions, The phenomenon of spin in detonation, *Philos. Trans., R. Soc., A* 29, 1935.
- [2] Chapman W.R., Wheeler R.N., The propagation of flame in mixtures of methane and air, *J. Chem. Soc.*, 2139, 1926.
- [3] Shchelkin K.I., Occurrence of detonation in gases in rough-walled tubes, *Sov. J. Tech. Phys.*, 17, 1947.
- [4] Lee J.H.S., The detonation phenomenon, Cambridge University Press.
- [5] Zel'dovich Ya. B. et al, On the development of detonation in a non-uniformly preheated gas, *Astronaut. Acta*, 15, 131, 1970.
- [6] Zel'dovich Ya. B., Regime classification of an exothermic reaction with non-uniform initial conditions, *Combustion and Flame*, 39, 211, 1990.
- [7] Lee J.H.S., Knystautas R., Yoshikawa N., Photochemical initiation of gaseous detonations, *Acta Astronaut.*, 5, 971, 1978.
- [8] Shepherd J.E., Lee J.H.S., On the transition from deflagration to detonation, *Major Research Topics in Combustion*, Springer, New York, 1992.
- [9] Kuznetsov M. et al, Effect of boundary layer on flame propagation and DDT, *Proceedings of the 20th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, Montreal, 2005.
- [10] Oppenheim A.K., Stern R.A., On the development of gaseous detonation – analysis of wave phenomena, *Proceedings of Combustion Institute*, 7, 837, 1959.
- [11] Oppenheim A.K., Urtiew P.A., Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas, *Proc. R. Soc., A* 295, 13, 1966.
- [12] Khokhlov A.M., Oran E.S., Numerical simulation of detonation initiation in a flame brush: The role of hot spots, *Combustion and Flame*, 119, 1999.

- [13] Oran E.S., Gamezo V.N., Khokhlov A.M., The influence of shock bifurcations on shock flame interactions and DDT, *Combustion and Flame*, 126, 2001.
- [14] Oran E.S., Gamezo V.N., Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion, *Combustion and Flame*, 148, 2007.
- [15] Lee J.H.S., On the transition from deflagration to detonation, 10th International Colloquium on Explosions and Reactive Systems, 04-09.08.1985, Berkeley, California, USA.
- [16] Egerton A., Gates S.F., On detonation in gaseous mixtures at high initial pressures and temperatures, *Proc. R. Soc., Lond.*, 114, 1927.
- [17] Shchelkin K.I., Sokolik A.S., Detonation in gaseous mixtures, *Soviet. Zhurn. Phys. Chem.*, 10, 1937.
- [18] Bollinger L.E., Fong M.C., Edse R., Experimental measurements and theoretical analysis of detonation induction distances, *J. Am. Rocket Soc.*, 31, 1961.
- [19] Kuznetsov M., DDT in smooth tube filled with a hydrogen-oxygen mixture, *Shock Waves*, 14, 2005.
- [20] Steen H., Schampel K., Experimental investigation of run-up distance of gaseous detonations in large pipes, 40th International Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, UK, London, 1983.
- [21] Fickett W., Davis W.C., Detonation theory and experiment, Dover Publication, 1979.
- [22] Zel'dovich Ya. B., Raizer Yu. P., Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena, Dover Publication, 1966.
- [23] Dorge K.J., Pangritz D., Wagner H.G., On the influence of several orifices on the propagation of flames: Continuation of the experiments of Wheeler, *Z. Fur Phys. Chemie*, 127, 61, 1981.
- [24] Moen I.O., Flame acceleration due to turbulence produced by obstacles, *Combustion and Flame*, 39, 1980.
- [25] Moen I.O., Pressure development due to turbulent flame propagation in large-scale methane-air explosions, *Combustion and Flame*, 47, 1982.
- [26] Chan C., Moen I.O., Lee J.H.S., Influence of confinement on flame acceleration due to repeated obstacles, *Combustion and Flame*, 49, 1983.
- [27] Hjertager B.H., Flame acceleration of propane-air in a large-scale obstructed tube, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 94, 1984.

-
- [28] Lee J.H.S., Knystautas R., Freiman A., High speed turbulent deflagrations and transition to detonation in H₂-air mixtures, *Combustion and Flame*, 56, 1984.
- [29] Lee J.H.S., Knystautas R., Chan C., Turbulent flame propagation in obstacle-filled tubes, *Proceedings of the Combustion Institute*, 20, 1984.
- [30] Peraldi O., Lee J.H.S., Knystautas R., Criteria for transition to detonation in tubes, *Proceedings of the Combustion Institute*, 21, 1986.
- [31] Teodorczyk A., Lee J.H.S., Knystautas R., Photographic studies of the structure and propagation mechanisms of quasi-detonations in rough tube, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 133, 1991.
- [32] Shepherd J.E., Teodorczyk A., Lee J.H.S., Knystautas R., Shock waves produced by reflected detonations, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 134, 1991.
- [33] Markstein G.H., *Non-steady flame propagation*, Mc Millan, New York, 1964.
- [34] Yatsufusa T., Chao J.C., Lee J.H.S., The effect of perturbation on the onset of detonation, *Proceedings of 21st International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, Poitiers, France, 2007.
- [35] Lee J.H.S., Moen I., The mechanism of transition from deflagration to detonation in vapour cloud explosion, *Progress in Energy and Combustion Science*, 6, 1980.
- [36] Teodorczyk A., Lee J.H.S., Knystautas R., Propagation mechanism of quasi-detonations, *Proceedings of the Combustion Institute*, 22, 1988.
- [37] Teodorczyk A., Lee J.H.S., Knystautas R., The structure of fast turbulent flames in very rough, obstacle-filled channels, *Proceedings of the Combustion Institute*, 23, 1990.
- [38] Gamezo V.N., Ogawa T., Oran E.S., Numerical simulations of flame propagation and DDT in obstructed channels filled with hydrogen-air mixture, *Proceedings of the Combustion Institute*, 31, 2007.
- [39] Oran E.S., Gamezo V.N., Kessler D.A., Simulations of flame acceleration and deflagration to detonation transition in methane-air systems, *Combustion and Flame*, 157, 2010.
- [40] Akkerman V., Valiev D., Bychkov V., Law C.K., Eriksson L-E., Flame acceleration in channels with obstacles in the deflagration-to-detonation transition, *Combustion and Flame*, 157, 2010.