

Ćwiczenie Nr 209

Temat: Wyznaczanie prędkości głosu za pomocą interferometru Quinckego

I. Literatura:

- [1] Sz. Szczeniowski, „Fizyka doświadczalna” cz. I, rozdz. XV i XVI, PWN, Warszawa 1980
- [2] T. Rewaj (red.), „Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki w politechnice”, Wydawnictwo Uczelniane Politechniki Szczecińskiej, Szczecin 1998 (lub inne wydanie).
- [3] D. Hallyday, R. Resnick, „Fizyka”, t. 1, rozdz. 19 i 20, PWN, Warszawa 2002.
- [4] S.J. Ling, J. Sanny, W. Moebs: Fizyka dla szkół wyższych, T.1-3, Katalyst Education 2018; OpenStax, link: <https://openstax.org/details/books/fizyka-dla-szkol-wyzszych-tom-1>

II. Tematy teoretyczne:

1. Ruch falowy: rodzaje fal, równanie fali płaskiej, superpozycja fal, wielkości charakteryzujące ruch falowy.
2. Fala dźwiękowa, prędkość fali dźwiękowej w powietrzu, zależność prędkości od temperatury.
3. Zjawisko interferencji fal, fala stojąca, warunki powstawania fali stojącej, zjawisko rezonansu akustycznego, metody wyznaczania parametrów opisujących rozchodzenie się fal dźwiękowych w ośrodku.

III. Cel ćwiczenia

Wyznaczenie prędkości dźwięku w powietrzu w temperaturze otoczenia i w warunkach normalnych.

IV. Zestaw pomiarowy:

Interferometr akustyczny Quinckego z przymiarem i śrubą przesuwającą ruchome kolanko, głośnik, mikrofon, generator akustyczny z wbudowanym częstotliwościomierzem, oscyloskop.

V. Metoda pomiarowa:

Interferometr Quinckego, to przyrząd zbudowany z dwóch metalowych rur w kształcie litery U, który wraz z układem pomiarowym (rys.1) umożliwia wyznaczenie długości λ fali dźwiękowej, przy znanej częstotliwości f .

Prędkość v rozchodzenia się fali można wyrazić za pomocą związku falowego jako:

$$v = \lambda \cdot f \quad (1)$$

gdzie: λ - długość fali, f - częstotliwość fali.

Z głośnika Gł. rozchodzi się fala dźwiękowa o ustalonej częstotliwości i dzieli się ona w interferometrze Quinckego na dwie niezależne fale cząstkowe w kierunkach AC i AD, spotykające się u wyjścia B (rys.1). Spotykające się fale mogą ze sobą interferować. W doświadczeniu, przesunięcie ruchomej części C interferometru spowoduje, że można regulować różnice dróg przebywanych przez cząstkowe fale między wejściem A i wyjściem B z interferometru (rys.1). Zmieniając różnicę dróg obu fal, można wywołać różnicę faz pomiędzy cząstkowymi falami, nakładającymi się w części B interferometru. W miejscu

spotkania się cząstkowych fal umieszczony jest mikrofon **M**, zamieniający falę dźwiękową na drgania elektryczne, których przebieg można obserwować na ekranie oscyloskopu **Osc** (rys.1).

Jeżeli wartość różnicy dróg Δl_n fal będzie całkowitą wielokrotnością długości λ rozchodzącej się fali, wtedy fale spotkają się zgodnymi fazami i otrzymamy wzmocnienie interferencyjne (wzmocnienie dźwięku). Warunek interferencyjnego wzmocnienia, odpowiada maksimum amplitudy A_w :

$$\Delta l_k = k\lambda, \quad k=0, 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

W przypadku, gdy różnica dróg Δl_n obu fal równa się nieparzystej liczbie połówek długości fali, fale spotykają się przeciwnymi fazami i występuje osłabienie interferencyjne (zmniejszenie natężenia dźwięku). Warunek na osłabienie interferencyjne, odpowiada $A_w=0$ i może być zapisany:

$$\Delta l_k = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k=0, 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

W interferometrze Quinckego fala dźwiękowa o ustalonej częstotliwości rozchodzi się w dwóch częściach metalowego falowodu tworząc efekt nazywany falą stojącą. Cechą charakterystyczną fali stojącej jest występowanie tzw. węzłów i strzałek. Na oscyloskopie widzimy te motywy w postaci cyklicznego zmniejszenia i zwiększenia amplitudy sygnału odbieranego z różnych części falowodu. Odległość między dwoma kolejnymi węzłami (podobnie jak dwoma kolejnymi strzałkami) to połowa długości fali.

W ćwiczeniu tym, gdy znamy częstotliwość f fali emitowanej z generatora oraz niezależnie od tego, czy zmierzmy odległość l dwóch sąsiednich minimów czy maksimów natężenia dźwięku, to prędkość v rozchodzenia się badanej fali akustycznej w powietrzu, można wyrazić zależnością:

$$v_T = 2 \cdot f \cdot l, \quad (4)$$

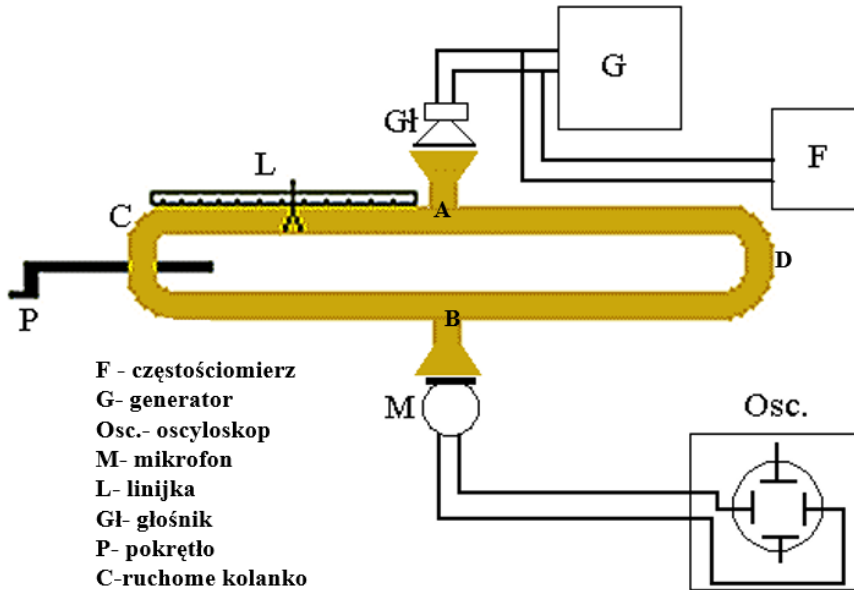
gdzie: v_T - prędkość dźwięku w temperaturze T otoczenia; $l = |\bar{l}_1 - \bar{l}_2|$; \bar{l}_1 i \bar{l}_2 , są to wartości średnie odpowiadające dwu kolejnym osłabieniom (czy wzmocnieniom) fali dźwiękowej w interferometrze.

Mierząc temperaturę T otoczenia, można obliczyć prędkość dźwięku w warunkach normalnych ($T_0 = 273,15$ K), korzystając równania:

$$v_0 = v_T \sqrt{\frac{T_0}{T}} = 2 \cdot f \cdot l \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad (5)$$

VI. Wykonanie ćwiczenia:

1. Włączyć generator i oscyloskop.



Rys.1. Schemat układu pomiarowego z interferometrem Quinckego.

2. Wybrać zakres drgań generatora 0-2kHz (przycisk 2k na generatorze).
3. Ustalić częstotliwość drgań generator akustycznego wybierając pokrętłem częstotliwość z przedziału od 1200Hz do 2000Hz (np. ok. 1300 Hz).
4. Przesuwając kolanko interferometru C przy pomocy śruby P uzyskać minimalną wartość amplitudy sygnału na oscyloskopie.
5. Odczytać na skali L wartości l_1 odpowiadającą temu minimum.
6. Przesuwać dalej kolanko C aż do uzyskania kolejnego minimum amplitudy na ekranie oscyloskopu.
7. Odczytać na skali L wartości l_2 odpowiadającą temu drugiemu minimum.
8. Pomiar z punktów 4-7 powtórzyć dwukrotnie, notując odpowiednie wartości l_1 i l_2 .
9. Pomiar opisane w punktach 3-8 powtórzyć dla jeszcze dwóch innych częstotliwości drgań z przedziału 1200Hz-2000Hz (np. ok. 1600 Hz i 1900 Hz)
10. Zanotować temperaturę otoczenia, dokładność termometru ΔT oraz dokładność częstotściomierza Δf .
11. Wyniki pomiarów i obliczeń zapisać w tabeli.

Nr	f [Hz]	l_1 [m]	\bar{l}_1 [m]	l_2 [m]	\bar{l}_2 [m]	$l = \bar{l}_1 - \bar{l}_2 $ [m]	v_{Ti} [$\frac{m}{s}$]	$u(v_{Ti})$ [$\frac{m}{s}$]
1								
2								
3								

$t[^\circ\text{C}] = \dots\dots\dots$, $T[\text{K}] = \dots\dots\dots$, $\Delta T = \dots\dots\dots$, $\Delta f = \dots\dots\dots$, $i = 1, 2, 3$.

12. Obliczyć prędkości dźwięku w powietrzu korzystając ze wzoru (4):

$$v_T = 2 \cdot f \cdot l$$

13. Niepewności dla każdego pomiaru [$u(v_{T1})$, $u(v_{T2})$, $u(v_{T3})$], obliczyć ze wzoru:

$$u(v_T) = v_T \cdot \sqrt{\frac{u_B^2(f)}{f^2} + \frac{[u_A^2(\bar{l}_2) + u_B^2(\bar{l}_2)] + [u_A^2(\bar{l}_1) + u_B^2(\bar{l}_1)]}{(\bar{l}_2 - \bar{l}_1)^2}}$$

W powyższym wzorze niepewności typu A to odchylenie standardowe wartości średniej odpowiedniej liczbie pomiarów, natomiast niepewności typu B obliczamy ze wzoru:

$$u_B(x) = \frac{\Delta x}{\sqrt{3}}$$

gdzie: Δx - oznacza niepewność maksymalną wielkości mierzonych x (dokładność przyrządów pomiarowych: generatora, linijki oraz termometru).

14. Obliczyć średnią ważoną prędkości dźwięku w powietrzu i jej niepewność (w zakresie częstotliwości akustycznych dyspersja fali dźwiękowej w powietrzu nie występuje):

$$\bar{v} = \frac{\sum w_i \cdot v_i}{\sum w_i} = \frac{\frac{v_1}{u^2(v_1)} + \frac{v_2}{u^2(v_2)} + \frac{v_3}{u^2(v_3)}}{\frac{1}{u^2(v_1)} + \frac{1}{u^2(v_2)} + \frac{1}{u^2(v_3)}};$$

$$u(\bar{v}) = \frac{1}{\sqrt{\sum w_i}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{u^2(v_1)} + \frac{1}{u^2(v_2)} + \frac{1}{u^2(v_3)}}}$$

15. Wynik końcowy przedstawić jako $v = \bar{v}(u(\bar{v})) \left(\frac{m}{s}\right)$.

[Np. $x=71(5)$ oznacza, że $\bar{x} = 71$ a $u(\bar{x}) = 5$]

16. Na podstawie uzyskanej wartości \bar{v} obliczyć prędkość dźwięku w temperaturze 0 °C (v_0) ze wzoru:

$$v_0 = \bar{v} \sqrt{\frac{T_0}{T}}$$

gdzie $T_0 = 273$ K (0 °C), T - temperatura pomiaru wyrażona w K.

17. Obliczoną wartość v_0 porównać z wartościami tablicowymi prędkości dźwięku w temperaturze 0 °C.

Uwaga: Obliczoną wartość $\bar{v} (u(\bar{v}))$ zachować do ćwiczenia 210.

Ćwiczenie Nr 210

Temat: **Wyznaczanie częstotliwości drgań widełek stroikowych (kamertonu) za pomocą rury Quinckego.**

I. Literatura:

- [5] Sz. Szczęniowski, „Fizyka doświadczalna” cz. I, rozdz. XV i XVI, PWN, Warszawa 1980
- [6] T. Rewaj (red.), „Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki w politechnice”, Wydawnictwo Uczelniane Politechniki Szczecińskiej, Szczecin 1998 (lub inne wydanie).
- [7] D. Hallyday, R. Resnick, „Fizyka”, t. 1, rozdz. 19 i 20, PWN, Warszawa 2002.
- [8] S.J. Ling, J. Sanny, W. Moebis: Fizyka dla szkół wyższych, T.1-3, Katalyst Education 2018; OpenStax, link: <https://openstax.org/details/books/fizyka-dla-szkół-wyższych-tom-1>

II. Tematy teoretyczne

- 4. Ruch falowy: rodzaje fal, równanie fali płaskiej, superpozycja fal, wielkości charakteryzujące ruch falowy.
- 5. Fala dźwiękowa, prędkość fali dźwiękowej w powietrzu, zależność prędkości od temperatury.
- 6. Zjawisko interferencji fal, fala stojąca, warunki powstawania fali stojącej, zjawisko rezonansu akustycznego, metody wyznaczania parametrów opisujących rozchodzenie się fal dźwiękowych w ośrodku.

III. Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest praktyczne zapoznanie się z drganiami rezonansowymi słupów powietrza oraz wyznaczenie częstotliwości drgań wybranych kamertonów w oparciu o pomiar długości fali stojącej wytworzonej w rurze Quinckego.

IV. Zestaw pomiarowy

Rura Quinckego połączona za pomocą węża gumowego z naczyniem napełnionym wodą, miarka metrowa z podziałką milimetrową, kamerton, młoteczek do wzbudzenia kamertonów.

V. Wiadomości ogólne i metoda pomiaru

W fizyce *falami* nazywają się różnego rodzaju rozchodzące się w przestrzeni zaburzenia stanu materii lub pola. Jeżeli mechaniczne zaburzenia rozchodzą się w ośrodku sprężystym, a amplitudy drgań odpowiednich cząsteczek ośrodka są małe, to fale takie nazywają się *dźwiękowymi* lub *akustycznymi*. Przy częstotliwości z zakresu 16 – 20000 Hz fale te oddziałują na organy słuchu człowieka, wywołują wrażenia dźwiękowe (dźwięki słyszalne). Fale dźwiękowe mogą być okresowe i mogą być modelowane jako zmiany ciśnienia powietrza lub drgania cząsteczek. Fale dźwiękowe w powietrzu oraz większości płynów są falami podłużnymi. W ciałach stałych fale dźwiękowe mogą być poprzeczne i podłużne.

Fale dźwiękowe charakteryzuje: **częstotliwość f dźwięku, długość λ fali i prędkość v rozchodzenia się dźwięku.** Częstotliwość f dźwięku otrzymamy z równania:

$$v = f \cdot \lambda \rightarrow f = \frac{v}{\lambda} \quad (1)$$

Prędkość (v) rozchodzenia się fal mechanicznych zależy od własności fizycznych ośrodka, a mianowicie od jego sprężystości i gęstości, w ośrodkach jednorodnych przyjmuje postać:

$$v = \sqrt{\frac{K}{\rho}}, \quad (2)$$

gdzie: ρ - gęstość ośrodka (zał. $\rho = \text{const}$), K – odpowiedni moduł ściśliwości; w przypadku fal podłużnych będzie to moduł Younga E , a w przypadku fal poprzecznych moduł sztywności G .

W przypadku podłużnej fali nie zachodzi zmiana wymiarów poprzecznych i możemy stosować prawo Hooke'a. Jeżeli wyobrazimy sobie długie, cylindryczne naczynie, wewnątrz którego znajduje się gaz lub ciecz pod ruchomym nieważkim tłokiem, to według prawa Hooke'a bezwzględna wartość ciśnienia Δp jest wprost proporcjonalna do względnej zmiany objętości ośrodka:

$$\Delta p = E \frac{\Delta V}{V},$$

gdzie: E - moduł Younga (moduł ściśliwości objętościowej ośrodka); ΔV – bezwzględna wartość zmiany objętości początkowej V .

Przy ściskaniu ośrodka sprężystego ($\Delta V < 0$), ciśnienie jego wzrasta ($\Delta p > 0$), przy rozciąganiu-maleje. Zatem, związek między rzeczywistymi wartościami przyrostu ciśnienia i objętości ma postać:

$$\Delta p = -E \frac{\Delta V}{V} \quad (3)$$

Aby wyznaczyć moduł Younga E gazu zakładamy, że objętość jego ulega nieskończenie małemu odkształceniu, wówczas wzór (3) przyjmuje postać:

$$dp = -E \frac{dV}{V}, \quad (3a)$$

stąd wyznaczamy E :

$$E = -V \frac{dp}{dV} \quad (4)$$

We wzorze (4) wartość pochodnej dp/dV zależy od rodzaju procesu objętościowego odkształcenia gazu. Ze względu na dużą prędkość rozchodzenia się fal możemy założyć, że odbywa się proces adiabatyczny. W procesie adiabatycznym, przy szybkim odkształceniu, następuje dostatecznie duża częstość drgań cząsteczek ośrodka. Ponieważ częstość drgań wymuszonych ośrodka, sprężystego równa jest częstości siły wymuszającej, więc przy rozchodzeniu się w ośrodku fal akustycznych, drgania jego cząsteczek odbywają się z tą samą częstością (częstością fali) co i drgania źródła fal.

Przy założeniu, że powietrze jest gazem doskonałym, a odkształcenia, z jakimi mamy do czynienia zachodzą bardzo szybko, czyli adiabatycznie, wówczas spełnione jest równanie:

$$pV^\kappa = \text{const},$$

gdzie: $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ -wykładnik adiabaty, równy stosunkowi ciepł właściwych (lub molowych) gazu przy stałym ciśnieniu i przy stałej objętości.

Różniczkując powyższe równanie Poissona, otrzymamy:

$$Vdp + p \cdot \kappa \cdot V^{\kappa-1}dV = 0,$$

skąd

$$\frac{dp}{dV} = -\frac{\kappa \cdot p}{V}.$$

Uwzględniając powyższą zależność w równaniu (4) otrzymamy:

$$E = \kappa \cdot p \quad (5)$$

Ze wzorów (5) i (2) otrzymamy prędkość fali podłużnej w gazie doskonałym przy przemianie adiabatycznej:

$$v = \sqrt{\frac{\kappa \cdot p}{\rho}}, \quad (6)$$

Ponieważ prędkość dźwięku zależy od gęstości materiału, a gęstość od temperatury, to w celu wyznaczenia zależności między temperaturą ośrodka i prędkością rozchodzenia się w nim dźwięku skorzystamy ze wzoru na gęstość: $\rho = \frac{m}{V}$.

Gdy uwzględnimy wcześniejsze założenia i zastosujemy równanie Clapeyrona $pV = nRT$, wówczas gęstość gazu doskonałego wynosi:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m \cdot p}{V \cdot p} = \frac{m \cdot p}{nRT}$$

gdzie: R- uniwersalna stała gazowa $R = 8,31446 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$; m, p, V i T- odpowiednio: masa, ciśnienie, objętość i temperatura bezwzględna gazu, n-liczba moli danego gazu.

Z teoretycznych rozważań wynika, że masa powietrza:

$$m = nM,$$

gdzie M- jest masą cząsteczkową gazu; sumą mas wszystkich składników pomnożonych przez odpowiednie współczynniki wagowe; *suche powietrze zawiera (molowo) w przybliżeniu 78%N₂, 21%O₂ i 1%Ar*.

Stąd, gęstość suchego powietrza w warunkach normalnych:

$$\rho = \frac{M \cdot p}{RT} \quad (7)$$

Podstawiając powyższy związek (7) do wzoru (6) otrzymamy wzór na prędkość dźwięku w gazie doskonałym przy przemianie adiabatycznej :

$$v = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M}} \quad (8)$$

gdzie: κ - jest wykładnikiem adiabaty ($\kappa = \frac{c_p}{c_v}$), M- masa cząsteczkowa gazu, R- uniwersalna stała gazowa, T- temperatura bezwzględna gazu (w K).

Ze wzoru (8) wynika, że prędkość fal dźwiękowych w gazie doskonałym jest większa dla większych temperatur i mniejsza w przypadku cięższych gazów.

Dla suchego powietrza w temperaturze $T_0 = 273,15 \text{ K}$, pod ciśnieniem atmosferycznym $p_0 = 101\,325 \text{ Pa}$; przy założeniu, że $\kappa = 1,40$, $M = 0,02897 \frac{\text{kg}}{\text{mol}}$, otrzymujemy prędkość dźwięku v_0 :

$$v_0 = 331,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Traktując zmiany temperatury gazu jako adiabatyczne, wzór na prędkość dźwięku w powietrzu (8) można uprościć do prędkości rozchodzenia się dźwięku w dowolnej temperaturze:

$$v_T = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M}} = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M} \cdot \frac{T_0}{T_0}} = v_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \quad (9)$$

gdzie: v_T - prędkość fali dźwiękowej (m/s) w gazie o temperaturze T (w K), v_0 - prędkość dźwięku w temperaturze T_0 (w K).

Stosując skalę Celsjusza $T = 273,15 + t_c$, ostatni wzór można zapisać :

$$v_{t_c} = v_0 \sqrt{1 + \frac{t_c}{273,15^\circ\text{C}}} \quad \text{lub} \quad v_{t_c} = 331,3 \sqrt{1 + 0,004 \cdot t_c} \quad (9a)$$

gdzie: t_c – temperatura pokojowa zmierzona w $^\circ\text{C}$.

Jeżeli zależność (9) uwzględnimy we wzorze (1), to otrzymamy wyrażenie na częstotliwość f fali dźwiękowej w powietrzu:

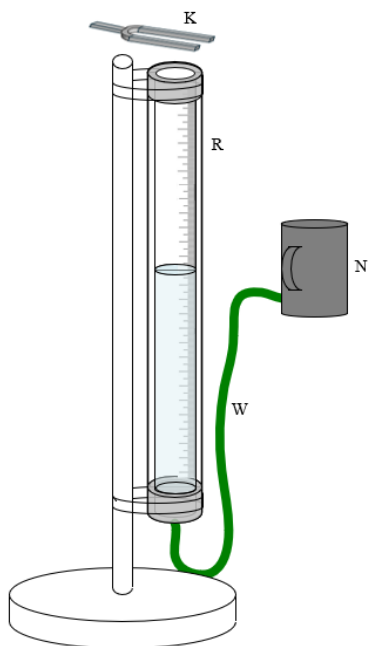
$$f = \frac{v_0}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \quad (10)$$

gdzie: λ - długość fali, v_0 - prędkość rozchodzenia się dźwięku w powietrzu w temperaturze $T_0 = 273,15 \text{ K}$ (0°C) oraz temperaturę powietrza T (w K).

Metoda pomiaru

W celu wyznaczenia częstotliwości fali dźwiękowej w powietrzu, w większości przypadków mierzy się odpowiadającą jej długość fali (λ). Dla zmierzenia długości fali w powietrzu wykorzystamy zjawisko rezonansu akustycznego oraz układ doświadczalny z rurą szklaną, tzw. rurą Quinckego (rys.1). Nieruchoma wąska szklana rura połączona jest za pomocą węża gumowego z ruchomym naczyniem wypełnionym wodą (rys.1). Przesuwając w pionie naczynie z wodą możemy regulować poziomy cieczy i powietrza w rurze Quinckego.

Wyznaczanie prędkości głosu za pomocą interferometru Quinckego



Rys. 1. Układ do wyznaczania częstotliwości dźwięku w powietrzu: K- kamerton, R- rura Quinckego, N- naczynie z wodą, W-wąż gumowy.

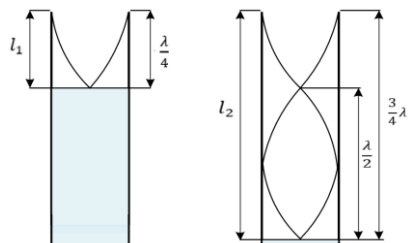
W naszym przypadku rura Quinckego jest z jednej strony wypełniona cieczą (rys.1). Jeżeli nad otwartym końcem szklanej rury umieścimy drgający kamerton, to w słupie powietrza, znajdującego się w rurze, powstaną drgania wymuszone o częstotliwości zależnej od częstotliwości źródła dźwięku. Fala dźwiękowa biegnąca od kamertonu i fala odbita od powierzchni wody, interferują w słupie powietrza nad wodą. Przy odpowiedniej wysokości słupa powietrza w rurze następuje wyraźny wzrost głośności dźwięku, stanowiący rezonans drgań słupa powietrza nad wodą z drganiami kamertonu i tworzy się fala stojąca.

Zjawisko rezonansu zaobserwujemy wtedy, gdy częstotliwość drgań wymuszonych będzie praktycznie równa częstotliwości drgań własnych słupa powietrza. Z teoretycznych rozważań wynika, że częstotliwości drgań własnych słupa powietrza można obliczyć korzystając ze wzoru (10):

$$f = \frac{v_0}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \quad (10)$$

gdzie: λ - długość fali, v_0 - prędkość rozchodzenia się dźwięku w powietrzu w temperaturze $T_0 = 273,15 \text{ K}$ (0°C) oraz temperaturę powietrza T (w K).

W przypadku, gdy mamy rurę zamkniętą z jednej strony (ciecz), to rezonans występuje zawsze wtedy, gdy długość słupa powietrza (l) jest równa nieparzystej wielokrotności ćwiartek długości fali akustycznej (λ) (rys.2).



Rys.2. Schemat fali stojącej w rurze Quinckego

Ogólnie więc:

$$l = n \cdot \frac{\lambda}{4} \quad (11)$$

gdzie : $n = 1, 3, 5, \dots$

Powstające fale stojące mają strzałkę przy wylocie rury, a węzeł na powierzchni wody. Przy zmianie poziomu wody w rurze dźwięk słabnie. Ponowne wzmocnienie dźwięku może nastąpić wtedy, gdy w słupie powietrza znowu powstanie nieparzysta liczba ćwiartek długości fali. Zmierzona najmniejsza różnica długości słupa powietrza, przy której wystąpił rezonans; czyli odległość między kolejnymi wzmocnieniami dźwięku, równa jest połowie długości fali akustycznej (rys.2):

$$l_2 - l_1 = \frac{\lambda}{2}$$

Zatem długość (λ) fali dźwiękowej wynosi:

$$\lambda = 2 \cdot (l_2 - l_1) \quad (12)$$

gdzie $(l_2 - l_1)$ - najmniejsza różnica długości słupa powietrza, przy której wystąpił rezonans.

Jeżeli częstotliwość drgań kamertonu i częstotliwość drgań słupa powietrza są w rezonansie, czyli w przybliżeniu drgają z jednakową częstotliwością, to wykorzystując wzory (10) i (12) wyznaczmy częstotliwość drgań badanego kamertonu f :

$$f = \frac{v_0}{2 \cdot (l_2 - l_1)} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \quad (13)$$

gdzie: $v_0 = (331,3 \pm 0,3) \frac{m}{s}$ - prędkość dźwięku w powietrzu w temperaturze $T_0 = 273,15 \text{ K}$ (0°C) przy $p_0 = 1013,25 \text{ hPa}$; T - temperatura otoczenia (w K), $(l_2 - l_1)$ - najmniejsza różnica długości słupa powietrza, przy której wystąpił rezonans.

W naszych rozważaniach przyjęliśmy, że promień słupa powietrza, tj. promień rury R , w której znajduje się powietrze, jest w porównaniu mały z jego długością l , tj. $R \ll l$.

VI. Wykonanie ćwiczenia

1. Wprawić większy kamerton w drgania (uderzyć kamerton młoteczką) i umieścić go w pobliżu otwartego końca rury.
2. Obniżając powoli poziom wody w rurze od najwyższego położenia (obniżając naczynie z wodą i wykorzystując zasadę naczyń połączonych), dobrać tak wysokość słupa powietrza, aby usłyszeć najsilniejsze wzmocnienie dźwięku i zmierzyć l_1 .
3. Znaleźć **kolejne** (najbliższe) miejsce rezonansu l_2 , tak jak w punkcie 2. Obniżając poziom wody, a tym samym zwiększając długość słupa powietrza w rurze.
4. Pomiary l_1 i l_2 powtórzyć pięć razy, na zmianę, przy obniżaniu i podwyższaniu poziomu cieczy. Za każdym razem odczytane z przymiaru wysokości l_1 i l_2 zapisać w tabeli 1. Zwrócić uwagę, aby zanotować dwa **sąsiednie** wzmocnienia.
5. Pomiary powtórzyć przynajmniej dla trzech różnych kamertonów.
6. Zmierzyć temperaturę otoczenia.
7. Wyniki pomiarów zapisać w tabeli 1.

Tabela 1.

Nr kamertonu	l_1 [m]	\bar{l}_1 [m]	l_2 [m]	\bar{l}_2 [m]	\bar{f} [s ⁻¹]	$u(f)$ [s ⁻¹]	
I							t[°C]=....
			T[K]=.....				
			Δ(T)[K]=.....				
II							T ₀ = 273,15K
			v ₀ = 331,3 m/s				
			Δ(v ₀)=0,3 m/s				
III							Δl _{1,2} [m]=....

VII. Opracowanie wyników pomiarów

1. Obliczyć średnie wysokości słupów powietrza \bar{l}_1 i \bar{l}_2 , przy których wystąpił rezonans akustyczny dla trzech kamertonów.
2. Obliczyć częstotliwość drgań dla każdego z kamertonów z równania (13):

$$f = \frac{v_0}{2 \cdot (\bar{l}_2 - \bar{l}_1)} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}}$$

3. Znaleźć niepewność całkowitą pomiaru częstotliwości dźwięku $u(f)$ kamertonów za pomocą wzoru:

$$u(f) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial v_0}\right)^2 \cdot u^2(v_0) + \left(\frac{\partial f}{\partial l_2}\right)^2 \cdot u^2(l_2) + \left(\frac{\partial f}{\partial l_1}\right)^2 \cdot u^2(l_1) + \left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)^2 \cdot u^2(T)} =$$

$$= f \cdot \sqrt{\frac{u^2(v_0)}{v_0^2} + \frac{u^2(l_2) + u^2(l_1)}{(\bar{l}_2 - \bar{l}_1)^2} + \frac{u_B^2(T)}{4 \cdot T^2}}$$

- W powyższym, niepewność standardową całkowitą $u(l_i)$ obliczamy stosując wzór:

$$u(l_i) = \sqrt{u_A^2(\bar{l}_i) + u_B^2(l_i)}$$

gdzie: $u_A(\bar{x})$ - niepewność typu A obliczamy stosując wzór:

$$u_A(\bar{x}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n \cdot (n-1)}}, \text{ gdzie } n\text{-liczba pomiarów;}$$

$u_B(x) = \frac{\Delta x}{\sqrt{3}}$ - niepewność typu B, przy czym Δx - oznacza niepewność maksymalną wielkości x .

Wyznaczanie prędkości głosu za pomocą interferometru Quinckego

Na przykład dla odległości l_2 :

Niepewność typu A obliczamy jako

$$u_A(\bar{l}_2) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^5 (l_i - \bar{l}_2)^2}{5 \cdot (5-1)}} \quad (n=5, \text{czyli dla pięciu pomiarów } l_2),$$

a niepewność typu B jako

$$u_B(l_2) = \frac{\Delta l_2}{\sqrt{3}}$$

gdzie: Δl_2 - dokładność odczytu położenia poziomu wody na tle skali w momencie, gdy słyszemy wzmocnienie. Należy je oszacować samodzielnie, ale zazwyczaj przyjmowane jest w zakresie 0,5-1cm).

4. Dla prędkości v_0 oraz temperatury T możemy podać tylko niepewności typu B.
5. Wyniki obliczeń zapisać w tabeli.
6. Wyniki końcowe dla każdego kamertonu zapisać w postaci

$$f = \bar{f}(u(f)) \text{ Hz}$$

[Np. $f = 329,6(4,2) \text{ Hz}$ oznacza, że $\bar{f} = 329,6 \text{ Hz}$, a $u(f) = 4,2 \text{ Hz}$].

7. We wnioskach dokonać interpretacji uzyskanych wyników i porównaj z danymi tablicowymi. Obliczyć także błąd względny procentowy.