

PROSES AKUSTIK DAN TERMAL DALAM SEL SAMPEL PADA SPEKTROKOPI FOTOAKUSTIK

Oleh:

Andhy Setiawan, Asep Sutiadi, Parlindungan Sinaga

Jurusan Pendidikan Fisika FPMIPA
Universitas Pendidikan Indonesia

ABSTRAK

Sinyal fotoakustik (FA) yang dibangkitkan pada sel sampel dalam suatu sistem spektroskopi fotoakustik dapat diprediksi melalui persamaan-persamaan yang menggambarkan tekanan dan temperatur pada sel. Persamaan-persamaan yang berkaitan dengan proses akustik dan termal dalam sel FA telah diturunkan dari persamaan linear terganggu untuk tekanan dan temperatur yang bergantung waktu dalam suatu fluida yang viskositasnya diabaikan. Dengan memasukkan syarat batas diperoleh 10 persamaan yang melibatkan ukuran sampel dan ukuran lain yang berkaitan dengan posisi sampel dalam sel, serta konstanta-konstanta yang berkaitan dengan persamaan akustik dan temperatur. Hasil yang diperoleh ini merupakan titik awal untuk analisis lebih lanjut mengenai sinyal FA.

Kata kunci: akustik, termal, fotoakustik.

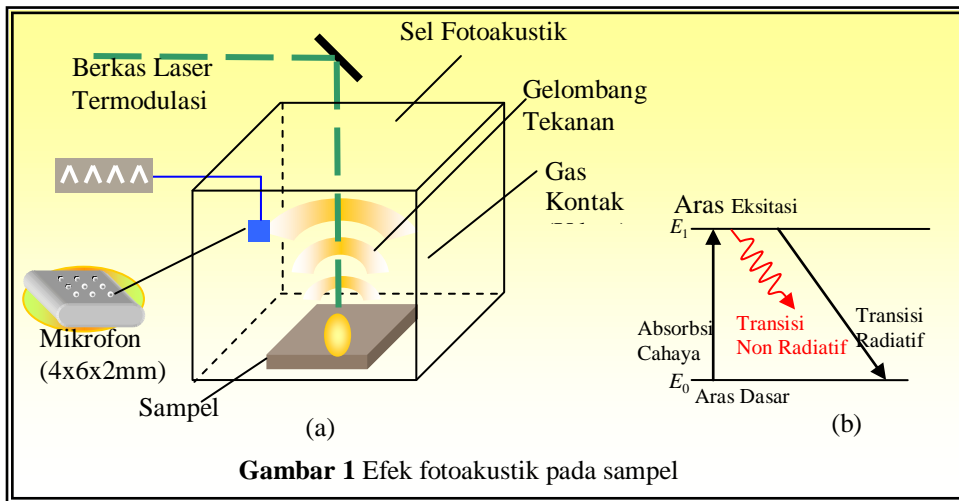
PENDAHULUAN

Tujuan utama pengembangan model teoretis dari efek fotoakustik ialah agar dapat menginterpretasikan sinyal pada sistem spektroskopi fotoakustik (SFA) yang merupakan penyerapan optik oleh sampel. Sinyal akustik dalam suatu sel fotoakustik (FA) merupakan pemanasan periodik gas dalam ruang tertutup sebagai hasil penyerapan cahaya termodulasi oleh sampel. Variasi temperatur dalam lapisan tipis gas pada perbatasan sampel dengan gas mempengaruhi variasi tekanan (akustik). Oleh karena itu diperlukan telaah mengenai proses akustik dan termal dalam sel FA.

Analisis mengenai sinyal FA yang lebih terperinci memerlukan persamaan distribusi tekanan dan temperatur. Persamaan umum untuk distribusi tersebut dapat diperoleh jika persamaan-persamaan yang melibatkan tekanan dan temperatur diturunkan dengan memasukkan syarat batas. Pada tulisan ini dijabarkan penurunan solusi harmonik untuk tekanan dan gas dengan memasukkan syarat batas yang diperoleh dari sel FA. Persamaan yang diturunkan ini diharapkan dapat digunakan untuk analisis lebih lanjut mengenai sinyal FA pada suatu sistem SFA.

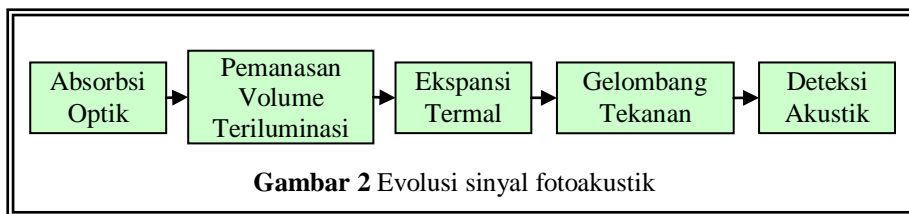
EFEK FOTOAKUSTIK

Efek fotoakustik (FA) dilandasi oleh adanya konversi radiasi elektromagnet (foton) menjadi gelombang bunyi (*acoustic*). Apabila radiasi yang dapat ditala pada frekuensi ν dikenakan pada suatu sampel, maka sebagian molekul yang menghuni aras dasar akan tereksitasi. Molekul yang menyerap foton akan berubah dari keadaan dasar dengan energi E_0 ke keadaan tereksitasi dengan energi E_1 , dengan perbedaan energi sebesar $E_1 - E_0 = h\nu$ dinyatakan dalam frekuensi foton ν yang diserap. Molekul tersebut secara cepat atau lambat akan melepaskan energi dan kembali pada keadaan dasar dengan melalui cara seperti ditunjukkan oleh Gb. 1b (Rosencwaig, 1980; International School of Photonics, 2004).



Gambar 1 Efek fotoakustik pada sampel

Transisi nonradiatif dapat menyebabkan terjadinya gelombang bunyi yang dapat dideteksi dengan mikrofon. Bertambahnya energi termal disebabkan molekul mengalami kenaikan energi kinetik rata-rata diikuti kenaikan suhunya. Bila intensitas radiasi foton yang datang dimodulasi dengan frekuensi tertentu maka akan menyebabkan suhu sampel termodulasi secara sepadan. Modulasi suhu sampel ini, dalam ruang tertutup berbentuk sel fotoakustik Gb. 1a (International School of Photonics, 2004), menghasilkan fluktuasi tekanan dengan frekuensi yang sama dengan frekuensi modulasi intensitas. Dalam eksperimen modulasi intensitas dilakukan secara mekanik (menggunakan *chopper cahaya*) dengan frekuensi *chopping* yang dapat diatur. Fluktuasi tekanan yang dihasilkan muncul sebagai gelombang bunyi yang dapat dideteksi dengan menggunakan sensor elektronik berupa mikrofon (Svanberg, 1990, h. 252). Proses yang dijelaskan di atas secara bagan ditunjukkan oleh Gb.2 (International School of Photonics, 2004)

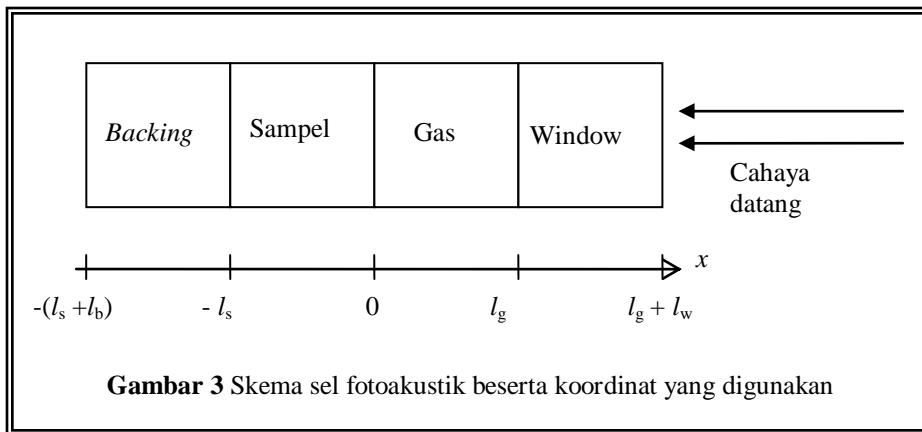


Gambar 2 Evolusi sinyal fotoakustik

GELOMBANG AKUSTIK DAN TERMAL

Setiap cahaya yang diserap oleh zat padat sebagian atau seluruhnya akan diubah menjadi panas melalui proses deeksitasi nonradiatif dalam zat padat. Sel pada Gb.3 (Rosencwaig dan Gersho, 1976) berbentuk silinder dengan diameter D dan panjang L . Diasumsikan bahwa panjang L lebih kecil dibandingkan dengan panjang gelombang sinyal akustik dan mikrofon akan mendeteksi tekanan rata-rata yang dihasilkan oleh sel. Selain itu, diasumsikan pula bahwa gas dan bahan *backing* tidak menyerap cahaya.

Beberapa parameter yang terkait dengan persamaan aliran panas yaitu: k_i merupakan konduktivitas termal bahan i ($\text{cal cm}^{-1} \text{sec}^{-1} \text{C}^{-1}$); ρ_i adalah kerapatan bahan i (g cm^{-3}); C_i merupakan kapasitas panas bahan ($\text{cal g}^{-1} \text{C}^{-1}$), $\alpha_i = k_i / \rho_i C_i$ adalah difusivitas termal bahan i ($\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$); $a_i = (\omega / 2\alpha_i)^{1/2}$ adalah koefisien difusi termal bahan i (cm^{-1}); $\mu_i = 1/\alpha_i$ adalah panjang difusi termal bahan i (cm); $i = s, g$ dan b untuk zat padat, gas dan bahan *backing*; ω merupakan frekuensi modulasi berkas cahaya datang (rad sec^{-1}).



Ditinjau proses akustik dan termal satu dimensi dalam sel fotoakustik seperti yang ditunjukkan pada Gb.3. Penyerapan berkas cahaya termodulasi dianggap memberikan suatu sumber energi termal sesaat. Hal ini mensyaratkan penggunaan persamaan terdangeng untuk gerak gelombang akustik dan difusi termal dalam sampel dan gas, dengan sejumlah syarat batas yang benar. Difusi termal ditinjau pada jendela dan *backing*.

Persamaan linear terdangeng untuk tekanan dan temperatur yang bergantung waktu dalam suatu fluida yang viskositasnya diabaikan ditulis sebagai

$$\nabla^2 p - \frac{\rho_0}{B} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\rho_0 \beta_\tau \frac{\partial^2 \tau}{\partial t^2}, \tag{1}$$

$$\kappa \nabla^2 \tau - \frac{\kappa}{\alpha} \frac{\partial \tau}{\partial t} + H(x, t) = -T_0 \beta_\tau \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (2)$$

dengan ρ_0 dan T_0 adalah kerapatan dan temperatur ambien, B adalah modulus bulk isothermal, β_τ adalah koefisien ekspansi termal, κ adalah konduktivitas termal, α adalah difusivitas termal ($= \kappa/\rho_0 C_p$, dengan C_p kapasitas panas pada tekanan tetap), dan $H(x, t)$ (hanya ada pada sampel) mewakili sumber energi termal yang dihasilkan dari absorpsi optik.

Jika intensitas cahaya monokromatik (dengan panjang gelombang λ) yang datang I_0 (dalam W/cm^2) dimodulasi oleh *chopper* secara sinusoidal dengan frekuensi sudut ω , maka intensitas termodulasi dapat dinyatakan sebagai

$$I = \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos \omega t).$$

Rapat panas pada suatu titik x dalam sampel sebagai hasil penyerapan pada titik tersebut diberikan oleh

$$H(x, t) = \beta I e^{\beta x},$$

sehingga diperoleh

$$H(x, t) = \frac{1}{2} \beta I_0 e^{\beta x} (1 + \cos \omega t),$$

dengan β adalah koefisien serapan optik dari sampel (dalam cm^{-1}) pada panjang gelombang λ . Berdasarkan Gb.3 dapat diketahui bahwa x bernilai negatif karena berada pada rentang $x = 0$ sampai $x = -l_s$ dengan cahaya datang pada $x = 0$. Pada Gb. 3 tampak pula bahwa kolom udara menempati $x = 0$ sampai $x = l_g$ dan *backing* berada pada $x = -l_s$ sampai $x = -(l_s + l_b)$. Untuk p dan τ yang memiliki kebergantungan waktu berbentuk $e^{j\omega t}$ (variabel fisis diwakili oleh bagian real), maka pers. (1) dan (2) menjadi

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\rho_0 \omega^2}{B} p = \rho_0 \beta_\tau \omega^2 \tau, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} - j \frac{\omega}{\alpha} \tau + A e^{\beta x} (1 + e^{j\omega t}) = -j \frac{T_0 \beta_\tau \omega}{\kappa} p, \quad (4)$$

dengan $A = \beta I_0 / 2\kappa$. Gelombang bidang yang merupakan solusi persamaan terdangeng yang sesuai (untuk temperatur dan perpindahan) dengan zat padat isotropik memiliki bentuk yang sama dengan gelombang bidang solusi pers. (3) dan (4). Hal ini merupakan dasar pendekatan untuk penerapan pada sampel zat cair dan zat padat isotropik.

Solusi pers. (3) dan (4) untuk sampel, dengan mengabaikan kebergantungan terhadap waktu, memiliki bentuk

$$p = P_A e^{jkx} + P'_A e^{\beta x}, \quad (5)$$

$$\tau = T_A e^{-jkx} + T'_A e^{\beta x}. \quad (6)$$

Substitusi bentuk ini pada pers. (3) dan (4) menghasilkan empat persamaan faktor amplitudo, yaitu:

$$\left(-k^2 + \frac{\rho_0 \omega^2}{B}\right) P_A - \rho_0 \beta_\tau \omega^2 T_A = 0 \quad (7)$$

$$\left(-k^2 - \frac{j\omega}{\alpha}\right) T_A + \left(\frac{j\omega T_0 \beta_\tau}{\kappa}\right) P_A = 0$$

$$\left(\beta^2 + \frac{\rho_0 \omega^2}{B}\right) P'_A - \rho_0 \beta_\tau \omega^2 T'_A = 0 \quad (8)$$

$$\left(\beta^2 - \frac{j\omega}{\alpha}\right) T'_A + \left(\frac{j\omega T_0 \beta_\tau}{\kappa}\right) P'_A = -A$$

Kombinasi pers. (7) menghasilkan persamaan kuadrat dalam k^2 yang memiliki penyelesaian

$$k^2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{j\omega}{\alpha} - \frac{\rho_0 \omega^2}{B} \right) \pm \left\{ \frac{1}{4} \left(\frac{j\omega}{\alpha} - \frac{\rho_0 \omega^2}{B} \right)^2 - j\omega^3 \rho_0 \left(\frac{T_0 \beta_\tau^2}{\kappa} - \frac{1}{B\alpha} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

Nilai khas konstanta untuk gelombang akustik tak terdangdang dalam sampel adalah

$$k_+^2 \cong k_s^2 \approx \frac{\rho_0 \omega^2}{B} \quad (10)$$

sedangkan untuk “gelombang” termal

$$-k_-^2 \cong \sigma_s^2 \approx \frac{j\omega}{\alpha} \quad (11)$$

(gelombang termal ini melemah dengan cepat). Pada frekuensi yang biasa digunakan dalam SFA (10-1000 Hz), koreksi untuk ungkapan pendekatan ini diabaikan. Rasio amplitudo (P_A/T_A) memiliki nilai yang nyata untuk setiap solusi k_\pm^2 . Untuk mode akustik, $k^2 = k_s^2$ pada pers. (10) disubstitusikan pada pers. (7) menghasilkan

$$d_{as} \cong (P_A/T_A)_a \approx \frac{\kappa}{\alpha \beta_\tau T_0}, \quad (12)$$

dan untuk mode termal $k^2 = -\sigma_s^2$ pada pers. (11) disubstitusikan pada pers. (7) menghasilkan

$$d_{ts} \cong (P_A/T_A)_t \approx -j\rho_0\beta_\tau\alpha\omega. \quad (13)$$

Pers. (8) memiliki penyelesaian

$$T'_A = -\frac{A}{\beta^2 - \sigma_s^2}, \quad (14)$$

$$P'_A = d_\beta T'_A, \quad (15)$$

dengan

$$d_\beta = \frac{B\rho_0\beta_\tau\omega^2}{B\beta^2 + \rho_0\omega^2}. \quad (16)$$

Selanjutnya, solusi harmonik dalam sampel adalah

$$\tau_s = A_s e^{-jk_s x} + B_s e^{jk_s x} + C_s e^{-\sigma_s x} + D_s e^{\sigma_s x} + T'_A e^{\beta x}, \quad (17)$$

$$p_s = d_{as} (A_s e^{-jk_s x} + B_s e^{jk_s x}) + d_{ts} (C_s e^{-\sigma_s x} + D_s e^{\sigma_s x}) + d_\beta T'_A e^{\beta x}. \quad (18)$$

Solusi pers. (3) dan (4) untuk gas (dengan mengabaikan bentuk S) diperoleh dengan cara yang sama. Gas dianggap mematuhi hukum gas ideal, sehingga $B \cong P_0$ (tekanan ambien), dan $\beta_\tau = (T_0)^{-1}$.

Karena pada gas tidak ada sumber maka pers. (3) dan (4) untuk gas dapat diungkapkan sebagai berikut.

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\rho_g \omega^2}{B} p = \rho_g \beta_\tau \omega^2 \tau,$$

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} - j \frac{\omega}{\alpha_g} \tau = -j \frac{T_0 \beta_\tau \omega}{\kappa_g} p.$$

Gas dianggap mematuhi hukum gas ideal sehingga $B = \gamma P_0$ dan $\beta_\tau = 1/T_0$, dengan $\gamma = C_p/C_v$, maka persamaan di atas menjadi

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\rho_g \omega^2}{B} p = \rho_g \beta_\tau \omega^2 \tau, \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} - j \frac{\omega}{\alpha_g} \tau = -j \frac{\omega}{\kappa_g} p. \quad (20)$$

Penyelesaian untuk pers. (19) dan (20) berbentuk

$$p = P_A e^{jkx}, \tag{21}$$

$$\tau = T_A e^{jkx} \tag{22}$$

Substitusi pers. (21) dan (22) ke dalam pers. (19) dan (20) menghasilkan dua persamaan untuk faktor amplitudo

$$\left(-k^2 + \frac{\rho_g \omega^2}{\mathcal{P}_0}\right) P_A - \frac{\rho_g \omega^2}{T_0} T_A = 0; \tag{23}$$

$$\left(-k^2 - \frac{j\omega}{\alpha_g}\right) T_A + \left(\frac{j\omega}{\kappa_g}\right) P_A = 0.$$

Kedua persamaan tersebut digabungkan sehingga diperoleh persamaan dalam variabel k berikut:

$$-k^4 + \left(\frac{j\omega}{\alpha_g} - \frac{\rho_0 \omega^2}{\mathcal{P}_0}\right) k^2 - \frac{j\omega^3 \rho_0}{\rho_0 \alpha_g} + \frac{j\omega^3 \rho_0}{\kappa_g} = 0 \tag{24}$$

Solusi persamaan di atas berbentuk

$$k^2 = -\frac{1}{2} \left(\frac{j\omega}{\alpha_g} - \frac{\rho_0 \omega^2}{\mathcal{P}_0}\right) \pm \left\{ \frac{1}{4} \left(\frac{j\omega}{\alpha_g} - \frac{\rho_0 \omega^2}{\mathcal{P}_0}\right)^2 - j\omega^3 \rho_0 \left(\frac{\mathcal{P}_0 \alpha_g - \kappa_g T_0}{\mathcal{P}_0 \alpha_g \kappa_g T_0}\right) \right\}^{\frac{1}{2}}. \tag{25}$$

Dengan demikian solusi k^2 untuk mode akustik dan mode termal adalah

$$k_g^2 \approx \frac{\omega^2 \rho_g}{\gamma \mathcal{P}_0} \tag{26}$$

$$\sigma_g^2 = \frac{j\omega}{\alpha_g} \tag{27}$$

Rasio antara tekanan dan temperatur untuk masing-masing mode diperoleh dengan substitusi pers. (26) dan (27) pada pers. (23) menghasilkan

$$d_{sg} = \frac{\kappa_g}{\alpha_g}, \tag{28}$$

$$d_{tg} = -\frac{j\omega \alpha_g \rho_g}{T_0} \tag{29}$$

Solusi harmonik untuk gas ialah

$$\tau_g = A_g e^{-jk_g x} + B_g e^{jk_g x} + C_g e^{-\sigma_g x} + D_g e^{\sigma_g x}, \quad (30)$$

$$p_g = d_{ag} (A_g e^{-jk_g x} + B_g e^{jk_g x}) + d_{tg} (C_g e^{-\sigma_g x} + D_g e^{\sigma_g x}) \quad (31)$$

Distribusi temperatur pada jendela dan *backing* dinyatakan dalam bentuk

$$\tau = C e^{-\alpha x} + D e^{\alpha x}, \quad (32)$$

yang berlaku baik untuk jendela maupun untuk *backing*, dengan menggunakan subskrip *w* dan *b* masing-masing untuk τ , σ , C dan D .

Keduabelas koefisien (A_s, B_s, \dots) dalam pers. (24), (25) dan (30)–(32) dapat ditentukan dengan menerapkan delapan syarat batas kontinuitas temperatur dan fluks panas, tiga syarat batas kecepatan, dan syarat batas kontinuitas tekanan.

Syarat batas kontinuitas temperatur dan fluks panas meliputi

$\tau_w = 0$ pada $x = l_w + l_g$, maka

$$0 = C_w e^{-\sigma_w (l_w + l_g)} + D_w e^{\sigma_w (l_w + l_g)} \quad (33)$$

$\tau_w = \tau_g$ pada $x = l_g$, maka

$$C_w e^{-\sigma_w l_g} + D_w e^{\sigma_w l_g} = A_g e^{-jk_g l_g} + B_g e^{jk_g l_g} + C_g e^{-\sigma_g l_g} + D_g e^{\sigma_g l_g} \quad (34)$$

$\kappa_w \frac{\partial \tau_w}{\partial x} = \kappa_g \frac{\partial \tau_g}{\partial x}$ pada $x = l_g$, maka

$$C_w (-\sigma_w) k_w e^{-\sigma_w l_g} + k_w \sigma_w D_w e^{\sigma_w l_g} = -jk_g A_g e^{-jk_g l_g} + jk_g B_g e^{jk_g l_g} - \sigma_g C_g e^{-\sigma_g l_g} + \sigma_g D_g e^{\sigma_g l_g}. \quad (35)$$

$\tau_g = \tau_s$ pada $x = 0$, maka

$$A_g + B_g + C_g + D_g = A_s + B_s + C_s + D_s + T'_A \quad (36)$$

$\kappa_g \frac{\partial \tau_g}{\partial x} = \kappa_s \frac{\partial \tau_s}{\partial x}$ pada $x = 0$, maka

$$k_g [-jk_g A_g + jk_g B_g - \sigma_g C_g + \sigma_g D_g] = k_s [-jk_s A_s + jk_s B_s - \sigma_s C_s + \sigma_s D_s + \beta T'_A]. \quad (37)$$

$\tau_s = \tau_b$ pada $x = -l_s$, maka

$$A_s e^{jk_s l_s} + B_s e^{-jk_s l_s} + C_s e^{-\sigma_s l_s} + D_s e^{\sigma_s l_s} + T'_A e^{-\beta l_s} = C_b e^{\sigma_b l_s} + D_b e^{-\sigma_b l_s} \quad (38)$$

$$\kappa_s \frac{\partial \tau_s}{\partial x} = \kappa_b \frac{\partial \tau_b}{\partial x} \quad \text{pada } x = -l_s, \text{ maka}$$

$$k_s \left[-jk_s A_s e^{jk_s l_s} + jk_s B_s e^{-jk_s l_s} - \sigma_s C_s e^{\sigma_s l_s} + \sigma_s D_s e^{-\sigma_s l_s} + \beta T'_A e^{-\beta l_s} \right] = k_b \left[-\sigma_b C_b e^{\sigma_b l_s} + \sigma_b D_b e^{-\sigma_b l_s} \right]. \quad (39)$$

$\tau_b = 0$ pada $x = -l_s - l_b$, maka

$$C_b e^{\sigma_b(l_s+l_b)} + D_b e^{-\sigma_b(l_s+l_b)} = 0. \quad (40)$$

Syarat batas untuk kecepatan [dengan $v = (j/\omega\rho_0) \times (dp/dx)$],

$v_g = 0$ pada $x = l_g$, maka

$$\left(\frac{j}{\omega\rho_0} \right) \left[d_{ag} \left\{ -jk_g A_g e^{-jk_g l_g} + jk_g B_g e^{jk_g l_g} \right\} + d_{tg} \left\{ -\sigma_g C_g e^{-\sigma_g l_g} + \sigma_g D_g e^{\sigma_g l_g} \right\} \right] = 0. \quad (41)$$

$v_g = v_s$ pada $x = 0$, maka

$$d_{ag} \left\{ -jk_g A_g + jk_g B_g \right\} + d_{tg} \left\{ -\sigma_g C_g + \sigma_g D_g \right\} = d_{as} \left\{ -jk_s A_s + jk_s B_s \right\} + d_{ts} \left\{ -\sigma_s C_s + \sigma_s D_s \right\} + \beta d_{\beta} T'_A. \quad (42)$$

$v_s = 0$ pada $x = -l_s$, maka

$$d_{as} \left\{ -jk_s A_s e^{jk_s l_s} + jk_s B_s e^{-jk_s l_s} \right\} + d_{ts} \left\{ -\sigma_s C_s e^{\sigma_s l_s} + \sigma_s D_s e^{-\sigma_s l_s} \right\} + \beta d_{\beta} T'_A e^{-\beta l_s} = 0. \quad (43)$$

Syarat batas kontinuitas tekanan

$p_g = p_s$ pada $x = 0$, maka

$$d_{ag} \{A_g + B_g\} + d_{tg} \{C_g + D_g\} = d_{as} \{A_s + B_s\} + d_{ts} \{C_s + D_s\} + d_{\beta} T'_A. \quad (44)$$

Pers. (33) dan (40) membolehkan eliminasi dua koefisien D_w dan C_b . Substitusi D_w dari pers. (33) ke pers. (34) dan (35) menghasilkan

$$C_w e^{-\sigma_w l_g} (1 - e^{-2\sigma_w l_w}) = A_g e^{-jk_g l_g} + B_g e^{jk_g l_g} + C_g e^{-\sigma_g l_g} + D_g e^{\sigma_g l_g} \quad (45)$$

$$-\sigma_w C_w k_w e^{-\sigma_w l_g} (1 + e^{-\sigma_w l_w}) = -jk_g A_g e^{-jk_g l_g} + jk_g B_g e^{jk_g l_g} - \sigma_g C_g e^{-\sigma_g l_g} + \sigma_g D_g e^{\sigma_g l_g} \quad (46)$$

Selanjutnya substitusi C_b dari pers. (40) ke pers. (38) dan (39) menghasilkan

$$A_s e^{jk_s l_s} + B_s e^{-jk_s l_s} + C_s e^{-\sigma_s l_s} + D_s e^{\sigma_s l_s} + T'_A e^{-\beta l_s} = D_b e^{-\sigma_b l_s} (1 - e^{2\sigma_b l_b}) \quad (47)$$

$$k_s \left[-jk_s A_s e^{jk_s l_s} + jk_s B_s e^{-jk_s l_s} - \sigma_s C_s e^{\sigma_s l_s} + \sigma_s D_s e^{-\sigma_s l_s} + \beta T_A' e^{-\beta l_s} \right] = k_b \left[-\sigma_b D_b e^{\sigma_b l_b} (1 + e^{-2\sigma_b l_b}) \right] \quad (48)$$

sehingga pada akhirnya diperoleh sepuluh persamaan linear tak homogen dengan sepuluh koefisien, yaitu pers. (45), (46), (36), (37), (47), (48) (41), (42), (43), dan (44). Hal ini menunjukkan bahwa pers. (24) dan (25) akan memberikan elemen-elemen tak homogen dari seperangkat persamaan-persamaan tersebut. Persamaan-persamaan itu dapat diselesaikan secara aljabar (diperkirakan hasilnya berbelit-belit) maupun secara numerik.

Penyelesaian persamaan-persamaan di atas diharapkan dapat menunjukkan ketergantungan terhadap ruang (spasial) yang akan memperkenalkan beberapa parameter panjang yang bermanfaat untuk analisis lebih lanjut. Panjang difusi termal μ_1 merupakan jarak tempuh gelombang termal yang teredam dengan faktor e^{-i} . Jika $a_i = \text{Re}(\sigma_i)$, maka $\mu_1 = \alpha_1^{-1} = (2\sigma_i/\omega)^{1/2}$ dengan indeks i menunjukkan gas, sampel, dan lain-lain. Panjang serapan optis adalah jarak tempuh intensitas cahaya yang berkurang dengan faktor e^{-i} dan berlaku kaitan $\mu_\beta = \beta^{-1}$ (Sutiadi dkk, 2004).

Seluruh perangkat persamaan terdang yang diberikan oleh pers. (24), (25) dan (30)-(32) dapat digunakan untuk memprediksikan mengenai sinyal fotoakustik. Gambaran yang jelas mengenai sinyal FA dapat diperoleh jika persamaan-persamaan tersebut diselesaikan dengan memanfaatkan syarat batas yang diberikan oleh pers. (33)-(43).

Serapan cahaya yang termodulasi menyebabkan pemanasan secara periodik dalam sampel yang menghasilkan perambatan variasi tekanan yang disebut dengan gelombang akustik. Superposisi gelombang-gelombang tersebut pada permukaan sampel membangkitkan gerak permukaan yang kemudian dipergunakan sebagai syarat batas untuk gelombang akustik dalam gas. Aliran panas secara periodik pada gas secara bersamaan menyebabkan ekspansi dan kontraksi dalam lapisan batas yang tipis pada sampel, yang oleh Rosencwaig dan Gersho (RG) telah dikarakterisasi sebagai piston bergetar. Jika piston termal ini dilapiskan ke atas permukaan mesin yang bergerak, maka piston komposit yang terbentuk akan menghasilkan sinyal yang terdeteksi dalam gas.

KESIMPULAN

Distribusi temperatur dalam sistem sangat dipengaruhi oleh suhu yang terdang pada tekanan yang ditunjukkan pada ruas kanan persamaan linear terdang untuk tekanan dan temperatur yang bergantung waktu dengan viskositas yang diabaikan. Persamaan-persamaan umum berkaitan dengan akustik dan temperatur dapat diperoleh dari persamaan terdang. Dengan memasukkan syarat batas diperoleh persamaan-persamaan yang melibatkan ukuran sampel dan ukuran lain yang berkaitan dengan posisi sampel dalam sel, serta konstanta-konstanta yang berkaitan dengan persamaan akustik dan temperatur. Gambaran yang jelas mengenai sinyal FA dapat diperoleh jika konstanta-konstanta yang terlibat pada persamaan-persamaan umum tersebut terlebih dahulu ditentukan, misalnya dengan cara numerik. Dengan kata lain persamaan-persamaan yang diperoleh berkaitan dengan proses akustik dan termal ini diperlukan untuk analisis lebih lanjut mengenai sinyal fotoakustik

DAFTAR PUSTAKA

- International School of Photonics, 2004. Photoacoustics Effect [Online]. Tersedia: http://www.photonics.cusat.edu/Research_Photoacoustics.html [24 September 2004].
- Rosencwaig, A. dan Gersho, A., 1976. Theory of Photoacoustic Effect with Solid, *J. Appl. Physics*, Vol. 47, No. 1, 64 – 69.
- Rosencwaig, A., 1980. *Photoacoustic and Photoacoustic Spectroscopy*, John Wiley and Sons, New York.
- Sutiadi, A. Sinaga, P., dan Setiawan, A., 2004. Kontribusi Efek Vibrasi Mekanik pada Bentuk Formulasi Efek Fotoakustik untuk Menentukan Pengaruh Parameter Sel Fotoakustik terhadap Sinyal Fotoakustik, *Laporan Hibah Penelitian Program SP-4 UPI*, Program Studi Fisika FPMIPA UPI, Bandung
- Svanberg, S., 1991. *Atomic and Molecular Spectroscopy*, Springer-Verlag, Berlin, Germany