# משוואות מקסוול

משוואות מקסוול בתחום הזמן:

| | |
|---|---|
| $\oint \vec{E}\cdot\vec{dl} = -\frac{\partial}{\partial t}\iint \vec{B}\cdot\vec{da}$<br>$\oint \vec{H}\cdot\vec{dl} = \iint \vec{J}\cdot\vec{da} + \frac{\partial}{\partial t}\iint \vec{D}\cdot\vec{da}$<br>$\oiint \vec{D}\cdot\vec{da} = \iiint \rho dv$<br>$\oiint \vec{B}\cdot\vec{da} = 0$<br>$\oiint \vec{S}\cdot\vec{da} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\iiint w_e dv + \iiint w_m dv\right) = -\iiint \vec{J}\cdot\vec{E}dv$<br>$\oiint \vec{J}\cdot\vec{da} + \frac{\partial}{\partial t}\iiint \rho dv = 0$ | $\nabla\times\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$<br>$\nabla\times\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$<br>$\nabla\cdot\vec{D} = \rho$<br>$\nabla\cdot\vec{B} = 0$<br>$\nabla\cdot\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t}(w_e + w_m) = -\vec{J}\cdot\vec{E}$<br>$\nabla\cdot\vec{J} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$ |
| $\vec{S} = \vec{E}\times\vec{H}$<br>$w_e = \frac{1}{2}\vec{D}\cdot\vec{E}$<br>$w_m = \frac{1}{2}\vec{B}\cdot\vec{H}$ | בחומר טכני פשוט:<br>$\vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}$<br>$\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H}$ |

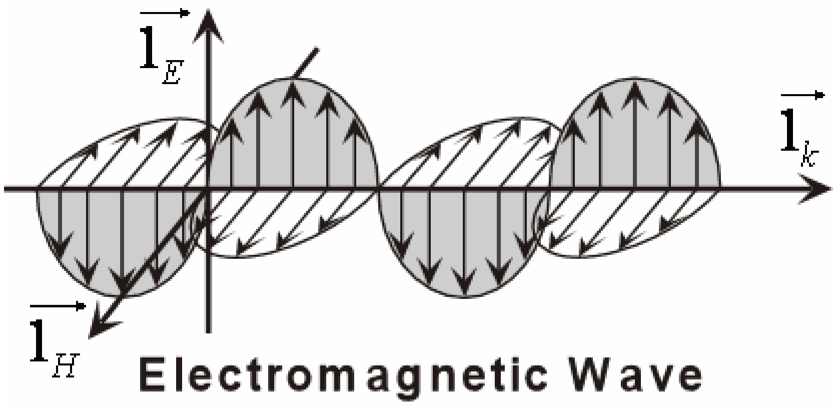
משוואות מקסוול בתחום התדר:

| | |
|---|---|
| $\oint \vec{E}\cdot\vec{dl} = -j\omega\iint \vec{B}\cdot\vec{da}$<br>$\oint \vec{H}\cdot\vec{dl} = \iint \vec{J}\cdot\vec{da} + j\omega\iint \vec{D}\cdot\vec{da}$<br>$\oiint \vec{D}\cdot\vec{da} = \iiint \rho dv$<br>$\oiint \vec{B}\cdot\vec{da} = 0$<br>$\oiint \vec{S}\cdot\vec{da} + 2j\omega\left(\iiint \langle w_m\rangle dv - \iiint \langle w_e\rangle dv\right) = -\frac{1}{2}\iiint \vec{J}^*\cdot\vec{E}dv$<br>$\oiint \vec{J}\cdot\vec{da} + j\omega\iiint \rho dv = 0$ | $\nabla\times\vec{E} = -j\omega\vec{B}$<br>$\nabla\times\vec{H} = \vec{J} + j\omega\vec{D}$<br>$\nabla\cdot\vec{D} = \rho$<br>$\nabla\cdot\vec{B} = 0$<br>$\nabla\cdot\vec{S} + 2j\omega\left(\langle w_m\rangle_t - \langle w_e\rangle_t\right) = -\frac{1}{2}\vec{J}^*\cdot\vec{E}$<br>$\nabla\cdot\vec{J} + j\omega\rho = 0$ |

$$\left\langle \vec{S}\right\rangle_t = \frac{1}{2}\vec{E}\times\vec{H}^*$$

$$\left\langle w_e\right\rangle_t = \frac{1}{4}\vec{D}\cdot\vec{E}^*$$

$$\left\langle w_m\right\rangle_t = \frac{1}{4}\vec{B}\cdot\vec{H}^*$$



## תנאי שפה (עמ' 39)

1. תווך או קיר בעל פרמיאביליות אינסופית – שדה מגנטי מתאפס (לסופיות השדה: אם $\vec{B}=\mu\vec{H}$ אזי $\vec{B}=\vec{H}=0$). לא מוליך.
2. מוליך מושלם: תומך בזרם ומטען משטחי. אין הפסדים במעבר זרם דרכו.
   השדה החשמלי בתוכו מתאפס: $\vec{E}_{in}=0$.
   השדה החשמלי ניצב לפני המוליך: $E_{\parallel}=0$, ומתנאי הרציפות נקבל $E_{\perp}=\frac{\rho_s}{\varepsilon}$.
   שדה מגנטי סטטי בתוכו (אחרת משרה חשמלי – חוק פרדיי) $\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}=0$.
   האינדוקציה המגנטית מקבילה לפני המוליך: $B_{\perp}=0$.
3. תווך בעל מוליכות סופית – קיום חוק אוהם ($\vec{J}=\sigma\vec{E}$) לא תומך בזרם משטחי, תומך במטען משטחי. עשוי להיות בעל מקדמים יחסיים שונים מ-1. עבור תווך דק ($\delta=\sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}}\gg\Delta$) ניתן להתייחס לזרם דרכו כאל זרם משטחי. ראה סעיף 8 בנושא קירובים.
4. תווך דיאלקטרי – תווך שאינו מוליך: לא תומך בכיסוי מטען משטחי או זרם משטחי. תווך שמוליך: תומך בכיסוי מטען משטחי. בשני המקרים תומך בכיסוי מטען קיטוב משטחי. מקדם דיאלקטרי קומפלקסי משמעותו הפסדים (עמ' 85).
5. תווך פרמיאבילי – תווך שאינו מוליך: לא תומך בכיסוי מטען משטחי או זרם משטחי. תווך שמוליך: תומך בכיסוי מטען משטחי, לא תומך בכיסוי זרם משטחי. בשני המקרים תומך בכיסוי מטען מגנוט משטחי.
6. פוטנציאל חשמלי רציף במעבר בין תווכים שקול לרציפות השדה החשמלי המשיקי.
7. אי רציפות של אינדוקציה מגנטית או חשמלית ניצבת תלויה גם במקדם היחסי (חוק גאוס).
8. פוטנציאל מגנטי סקלרי לא רציף במעבר בין תווכים, בגלל אי רציפות השדה המגנטי המשיקי. יש למצוא השדה לקביעת המקדמים.

$$\vec{1}_n\cdot\left(\vec{D}_1-\vec{D}_2\right)=\rho_s$$
$$\vec{1}_n\times\left(\vec{E}_1-\vec{E}_2\right)=0$$
$$\vec{1}_n\cdot\left(\vec{B}_1-\vec{B}_2\right)=0$$
$$\vec{1}_n\times\left(\vec{H}_1-\vec{H}_2\right)=\vec{J}_s$$
$$\vec{1}_n\cdot\left(\vec{J}_1-\vec{J}_2\right)+\nabla_\Sigma\cdot\vec{J}+\frac{\partial\rho_s}{\partial t}=0$$

משוואת הרציפות בתחום התדר:

$$\vec{1}_n\cdot\left(\vec{J}_1-\vec{J}_2\right)+\nabla_\Sigma\cdot\vec{J}+j\omega\rho_s=0$$

## שיקופים (עמ' 157)

1. אין לשקף באזור בו רוצים לחשב את הפוטנציאל. נרצה להגיע למצב בו התווך אחיד ואין משטחי הפרדה.
2. מטען וכדומה מול שני לוחות מוארקים במרחק d זה מזה, המטען במרחק $x_0$ מאחד מהם: שני טורים, בארגומנט שלהם $x-x_0+2nd$ (שיקופים בסימן המטען המקורי), $x+x_0+2nd$ (שיקופים בסימן הפוך לסימן המטען המקורי).
3. מטענים משקפים בסימן הפוך. זרמים משקפים בסימן זהה.

# קירובים (עמ' 97)

1. בהתקן בו האנרגיה המגנטית דומיננטית, יש לחשב השדה המגנטי תחילה ולאחר מכן למצוא השדה החשמלי המושרה (כתוצאה מהשינויים הזמניים של השדה הגנטי) על ידי חוק פרדיי. (תרגיל 3 בחן 2 חורף תשסג).
2. בהתקן בו האנרגיה החשמלית דומיננטית, יש לחשב השדה החשמלי תחילה ולאחר מכן למצוא השדה המגנטי המושרה (כתוצאה מהשינויים הזמניים של השדה החשמלי) על ידי חוק אמפר.
3. קוזיסטטיקה: מימדי התקן קטנים: $\frac{\omega l}{c}\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}\ll 1$. ניתן לוודא הקירוב ע"י השאפת התדר לאפס (סטטיקה), בדיקת גבולות של מוליכות (קטנה – להשאיף לאפס, גדולה – להשאיף לאינסוף. זהירות: מוליך מושלם חסר הפסדים).
יש לשים לב שהיחס בין $\sigma$ ל-$\omega\varepsilon$ בלבד לא מעיד על קווזיסטטיקה, אלא מחייב פתרון מלא של משוואות מקסוול בהזנחה מתאימה בחוק אמפר ($\sigma\gg\omega\varepsilon$ בצירוף עומק חדירה קטן משמע אפקט הקרום עמ' 135, $\sigma\ll\omega\varepsilon$ משמע $\varepsilon$ קומפלקסי עמ' 85). בהנחת הפסדים קטנים בלבד בפתרון קווזיסטטי אין לבצע הזנחה זו.
4. בהתקן פלנארי: מקורות מתח זהים בשני הצדדים באותה קוטביות לא מאפשרים זרם, בקוטביות הפוכה – כן. במקרה של מקורות שונים ניתן להשתמש בסופרפוזיציה (חורף תשסג מועד א תרגיל 2).
5. EQS (עמ' 98): התקן שנראה כמו קבל ומאפשר הצטברות מטען על הלוחות. עשוי להיות זרם מאולץ דרך מוליך גרוע ($\sigma\ll\omega\varepsilon$) בין הלוחות כך שההפסדים קטנים ביחס לאנרגיה החשמלית. התקן שנסגר בקצה על ידי קיר בעל פרמאביליות אינסופית. אילוץ מתח או מטען משטחי. ניתן להגדיר מתח ($\nabla\times\vec{E}=0$) בין כל שתי נקודות. בפרט, מוליך מושלם הוא משטח שווה פוטנציאל. מוליך בעל מוליכות סופית שזורם דרכו זרם, אינו משטח שווה פוטנציאל, אולם השדה החשמלי בו אחיד (עומק חדירה גדול). ללא זרם – שווה פוטנציאל.
משוואת הרציפות: $\vec{1}_n\cdot\left(\vec{J}_1-\vec{J}_2\right)+\nabla_\Sigma\cdot\vec{J}_s+\frac{\partial\rho_s}{\partial t}=0$.
מציאת קיבול על ידי $C=\varepsilon\frac{A}{d}$.
משוואות מקסוול המתאימות:
$$\nabla\times\vec{E}=0$$
$$\nabla\cdot\vec{D}=\rho$$
$$\nabla\times\vec{H}=\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}+\vec{J}$$
$$\nabla\cdot\vec{S}+\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\vec{D}\cdot\vec{E}\right)=-\vec{J}\cdot\vec{E}$$
6. MQS (עמ' 109): התקן שנראה כמו סליל ומאלץ זרם חזק (בדרך כלל דרך מוליך מושלם) בהיקף ההתקן והפסדים קטנים ($\sigma\ll\omega\varepsilon$) בנפח דרכו שוטפת האינדוקציה המגנטית, כך שההפסדים בנפח קטנים ביחס לאנרגיה המגנטית. התקן שנסגר על ידי קיר בעל מוליכות אינסופית או גבוהה מאוד ($\sigma\gg\omega\varepsilon$). אילוץ זרם או זרם משטחי בהיקף ההתקן. ניתן להגדיר מתח במישורים מסויימים בלבד. בפרט, מוליך מושלם אינו משטח שווה פוטנציאל.
משוואת הרציפות: $\nabla\cdot\vec{J}=0$, תנאי המעבר: $\vec{1}_n\cdot\left(\vec{J}_1-\vec{J}_2\right)=0$.
מציאת השראות על ידי $L=\Phi/I$. כאשר $\Phi=\iint\vec{B}\cdot\vec{da}$.
בהתקן שמורכב מכריכות, יש לסכום השטף דרך כל כריכה בהתחשב בצפיפותן.
משוואות מקסוול המתאימות:
$$\nabla\times\vec{H}=\vec{J}$$
$$\nabla\cdot\vec{B}=0$$
$$\nabla\times\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$
$$\nabla\cdot\vec{S}+\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\vec{B}\cdot\vec{H}\right)=-\vec{J}\cdot\vec{E}$$
$$\nabla\cdot\vec{J}=0$$

7. זרימה סטציונרית (עמ' 118): זורם זרם בהתקן דרך מוליך טוב ($\sigma \gg \omega\varepsilon$) בנפח גדול, כך שההפסדים גדולים ביחס לאנרגיה האגורה. עומק החדירה גדול ($\gg l$), $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}}$, כאשר $l$ הוא אורך החומר המוליך) והשדה שוטף את כל ההתקן.

אין זרימה החוצה מההתקן, לכן: $\sigma_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} = \sigma_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial n}$ (עמ' 118).

משוואת הרציפות: $\nabla \cdot \vec{J} = 0 \Leftrightarrow \vec{1}_n \cdot \left(\vec{J}_1 - \vec{J}_2\right) = 0$

מציאת התנגדות על ידי $R = \frac{l}{\sigma A}$.

משוואות מקסוול המתאימות:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}$$
$$\nabla \times \vec{E} = 0$$
$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$
$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho$$
$$\nabla \cdot \vec{S} = -\vec{J} \cdot \vec{E}$$
$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \Leftrightarrow \vec{1}_n \cdot \left(\vec{J}_1 - \vec{J}_2\right) = 0$$

8. בהתקנים בהם יש חומר מוליך בנפח קטן, נתון: $\Delta \gg \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}} = \delta$, כאשר $\Delta$ הוא אורך החומר המוליך.
משמעות התנאי היא שעובי החומר המוליך אכן קטן ושהשדה בתוכו אחיד (ולא דועך במעבר דרכו, כמו באפקט הקרום). כמו כן, ניתן להתייחס לזרם על גבי המוליך כאל זרם משטחי, כדי לקבל תנאי שפה של השדה המגנטי המשיקי. יש להניח שעובי הפיסה הוא אפס בחישוב השדות והצבת הקורדינטות. בתנאי זה, אין הכוונה לכך שהמשטר הוא זרימה סטציונרית, כי הנפח בו יש הפסדים הוא קטן ולכן ההפסדים למעשה זניחים. (תרגיל 1 בחן אמצע חורף תשסג או תרגיל 1 מבחן אביב תשסו מועד א).

9. באפקט הקרום מתקיימים $\sigma \gg \omega\varepsilon, \delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega\sigma}} \ll l$ ($l$ אורך ההתקן), השדות דועכים לאחר מרחק כמה $\delta$ (עמ' 135).

## גלים (עמ' 205)

1. לחישוב הספק: כשהגלים במרחב בתדר זהה יש לחבר את כל הגלים ואז לחשב את וקטור פויינטינג. כשהגלים בתדרים שונים ניתן לחשב הספק של כל גל בנפרד ולחבר.
2. במקרה הכללי, כשנתון שדה אחד ורוצים לחשב את הצמוד לו, יש להשתמש בחוק פרדיי וגם אמפר. בגל מישורי מספיק אחד מהם.
3. בבעיית גלים בה המקור נמצא מול מוליך מושלם, יש גל נסוג בנוסף לגל המתקדם.
4. כשיש מקדמים יחסיים מהירות האור היא $\frac{c}{\sqrt{\mu_r \cdot \varepsilon_r}}$.

עבור גלים מישוריים:

$$\vec{H} = \frac{1}{\eta_0}\vec{1}_k \times \vec{E} \qquad \vec{E} = \eta_0 \vec{H} \times \vec{1}_k$$

$$\vec{S} = \frac{1}{2\eta}\left|\vec{E}_0\right|^2 \vec{1}_k \qquad \vec{S} = \frac{1}{2}\eta\left|\vec{H}_0\right|^2 \vec{1}_k$$

$$\mu_0\varepsilon_0 = \frac{1}{c^2} \qquad \eta = \sqrt{\frac{\mu \cdot \mu_0}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}}$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \qquad v_{ph} = \frac{\omega}{k}$$

$$\vec{k} \perp \vec{E} \perp \vec{H}$$

פתרון משוואת הגלים:

$$\left[\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right]\vec{X} = 0 \qquad \left[\nabla^2 + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2\right]\vec{X} = 0$$

$$\left|\vec{k}\right|^2 = \varepsilon_r \mu_r \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \qquad \vec{X} = Ae^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}} + Be^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

למעבר לתחום הזמן יש להכפיל ב- $e^{j\omega t}$ ולקחת חלק ממשי.

# שדות בחומר

1. סך מטען הקיטוב והמיגנוט (כל אחד מהם בנפרד) הנפחי והמשטחי הוא אפס (סך מטען הדיפול אפס).
2. בחוק גאוס ברישום טכני אין חשיבות לקיטוב אלא לסך המטען הכלוא.
3. בבעיות בהן מכניסים גוף לשדה שכבר קיים במרחב, מצרפים לפוטנציאל שמשרה השדה את הפונציאל של תגובת הגוף לשדה (עמ' 176,54) ודורשים תנאי שפה על הפוטנציאל הכולל (לא על כל אחד בנפרד).
4. פוטנציאל של דיפול חשמלי $\varphi = \dfrac{\vec{p}\cdot(\vec{r}-\vec{r}_s)}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r|\vec{r}-\vec{r}_s|^3}$, כאשר $|p| = qd$ מהמינוס לפלוס, (עמ' 54). השדה של דיפול חשמלי: $\vec{E} = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0|\vec{r}-\vec{r}_s|^3}\left(3\left(\vec{p}\cdot\vec{1}_r\right)\vec{1}_r - \vec{p}\right)$.
5. בהנתן וקטור קיטוב קבוע $\vec{P}$ בגוף כדורי (בכיוון קרטזי), ניתן להניח צפיפות דיפולים אחידה בנפח, למצוא את מומנט הדיפול $\vec{p}$ ולחשב הפוטנציאל על ידי הנוסחאות בסעיף 4 (עמ' 176).
6. בהנתן שני גופים מקוטבים במרחב, הפוטנציאל בתוך אחד מהם נובע מתרומת הפוטנציאלים של שניהם.
7. למציאת הפוטנציאל במרחב ניתן למצוא את צפיפות מטען הפולריזציה הנפחית והמשטחית ולהתייחס אליה כאל צפיפות מטען רגילה.

קיטוב (עמ' 175):

| | | |
|---|---|---|
| | $\vec{P}$-polarization vector | $\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$ |
| $\vec{P} = n\vec{p}$ | n-dipole density | $\vec{1}_n\cdot\left(\varepsilon_0\vec{E}_1 - \varepsilon_0\vec{E}_2\right) = \rho_{s,f} + \rho_{s,p}$ |
| | $\vec{p}$-dipole moment of single charge | $\vec{1}_n\times\left(\vec{E}_1 - \vec{E}_2\right) = 0$ |
| $\rho_p = -\nabla\cdot\vec{P}$ | volume charge density | $\vec{1}_n\cdot\left(\vec{B}_1 - \vec{B}_2\right) = 0$ |
| $\rho_{s,p} = -\vec{1}_n\cdot\left(\vec{P}_1 - \vec{P}_2\right)$ | surface charge density | $\vec{1}_n\times\left(\vec{H}_1 - \vec{H}_2\right) = \vec{J}_s$ |
| $\vec{J}_p = \dfrac{\partial\vec{P}}{\partial t}$ | polarization current density | f-free, p-polarization, s-surface |
| | השינוי במשוואות מקסוול: | |
| $\nabla\times\vec{H} = \varepsilon_0\dfrac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \dfrac{\partial\vec{P}}{\partial t}$ | | |
| $\nabla\cdot\varepsilon_0\vec{E} = \rho_f + \rho_p$ | | |

מגנטיזציה (עמ' 191):

| | | |
|---|---|---|
| | $\vec{M}$-magnetization vector | $\vec{B} = \mu_0\vec{H} + \mu_0\vec{M}$ |
| $\vec{M} = n\vec{m}$ | n - dipole density | $\vec{1}_n\cdot\left(\varepsilon_0\vec{E}_1 - \varepsilon_0\vec{E}_2\right) = \rho_s$ |
| | $\vec{m}$-magnetization of single dipole | $\vec{1}_n\times\left(\vec{E}_1 - \vec{E}_2\right) = 0$ |
| $\rho_m = -\nabla\cdot\mu_0\vec{M}$ | volume density | $\vec{1}_n\cdot\left(\vec{B}_1 - \vec{B}_2\right) = \rho_{s,m}$ |
| $\rho_{s,m} = -\vec{1}_n\cdot\left(\mu_0\vec{M}_1 - \mu_0\vec{M}_2\right)$ | surface density | $\vec{1}_n\times\left(\vec{H}_1 - \vec{H}_2\right) = \vec{J}_s$ |
| no magnetic current | | |
| | השינוי במשוואות מקסוול: | f-free, m-magnetization, s-surface |
| $\nabla\times\vec{E} = -\dfrac{\partial\mu_0\vec{H}}{\partial t} - \dfrac{\partial\mu_0\vec{M}}{\partial t}$ | | |
| $\nabla\cdot\mu_0\vec{H} = -\nabla\cdot\mu_0\vec{M}$ | | |

## קליפות כדוריות ממוליך מושלם בסטטיקה

1. בתוך קליפה ברדיוס R שעשויה ממוליך מושלם שורר פוטנציאל קבוע. אם מאולץ מטען Q על פניה היא תורמת $\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 R}$ פנימה, $\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r}$ החוצה (כמו מטען נקודתי). בקליפה עבה בעלת ברדיוס פנימי a וחיצוני b מתקיים $\phi(a)=\phi(b)$.
2. מטען q שנמצא מחוץ לקליפה כדורית נייטרלית במרחק d מראשית הצירים תורם פוטנציאל של $\frac{q}{4\pi\varepsilon_0 d}$ לתוכה. עבור הפוטנציאל בחוץ: יש לשקף מטען בגודל $q'=-q\frac{R}{d}$ לנקודה $d'=\frac{R^2}{d}$ בתוך הקליפה על הקו המחבר את שני המטענים (עמ' 160) ומטען זהה בסימן הפוך בראשית הצירים (לנייטרליות).
3. קליפה "מיישרת" קוי שדה, כלומר בהנתן מספר מטענים $q_i$ בנפח הקליפה במיקומים שונים, הפוטנציאל מחוץ לקליפה יהיה $\frac{Q_{in}}{4\pi\varepsilon_0 r}$.

## פתרון משוואת לפלס (עמ' 45)

1. הפתרון הכללי של משוואת לפלס הוא סכום של הפתרון הטריוואלי והלא טריוויאלי. פתרון משוואת פואסון הוא הפתרון הכללי של משוואת לפלס + הפתרון האי הומוגני. יש לדרוש קיום תנאי שפה של הפוטנציאל הכולל (ולא של כל אחד בנפרד).
2. בהתקן מלבני שיש התאפסות הפוטנציאל בכל 4 השפות ויש מטען בנפח, הפתרון אינו מכפלת סינוסים, למרות שמקיים תנאי שפה. פתרון כזה לא מקיים משוואת לפלס. הפתרון בשני מימדים חייב להיות מורכב ממכפלת פונקציה טריגונומטרית בהירפבולית כאשר $k_x=k_y$ ונקבע על ידי התנאי של הסינוס.
3. זרם אוהמי לא נחשב כצפיפות מטען בחוק גאוס, כלומר $\nabla\cdot\vec{D}=0$ בחומר אוהמי. עם זאת, מטען עשוי להצטבר במעבר בין תווכים (עמ' 122).
4. טור של $x$ בקטע $[-d,d]$ הוא $x=\sum\frac{2d(-1)^{n+1}}{n\pi}\sin\left(\frac{n\pi}{d}x\right)$. שימושי בפתרון משוואת לפלס כשאלקטרודה מחוברת לפוטנציאל קבוע (תרגיל 3 מבחן חורף תשנ"ט מועד ב).

## הערות נוספות לסיכום

1. תלות השדה בקורדינטה לא קובעת את כיוונו (שדה שתלוי ב-r בכיוון z). למשל בהתקן פלנארי השדה המגנטי בכיוון בו הלוח אינסופי. את הרכיבים הלא טריוויאלים של השדה ניתן למצוא על ידי סימטריה, תנאי שפה על רכיבי שדה (בהעזר בהנחת שדות אפס מחוץ להתקן), חוק פרדיי ואמפר. השדה לא תלוי בקורדינטה בה יש אינסופיות או מימד ההתקן קטן.
2. גוף נייטרלי: סך המטען על פניו הוא אפס. גוף מוארק: הפוטנציאל על פניו הוא אפס.
3. ניתן לחשב הספק, התנגדות, השראות בשיטות של מעגלים ו-m2.
4. בחישוב משפט פוינטינג האינטגרלי יש לשים לב שהנורמל פונה החוצה מהנפח.
5. במעגל RC (כשכל הקבל מלא חומר מוליך) מתקיים $\tau=RC=\frac{\varepsilon_0}{\sigma}$ (עמ' 118). כשרק חלק מהקבל מלא חומר מוליך, יש לחשב ההתנגדות כאילו היה כולו מלא חומר מוליך ולהכפיל ביחס בין ההתנגדות אילו היה כולו מלא חומר מוליך להתנגדות הנתונה ( $\tau$ קטן).
6. בקורדינטות כדוריות מתקיים: $-\nabla^2\left(\frac{1}{r}\right)=\nabla\cdot\left(\frac{1}{r^2}\vec{1}_r\right)=4\pi\delta(r)$.