

1.4.1. Granica dwóch dielektryków

Zwykle na powierzchni granicznej dwóch dielektryków nie ma prądów powierzchniowych ($\mathbf{j}_{pow} = 0$) i ładunków swobodnych ($\sigma_{swob} = 0$). Ponadto, dla dielektryka izotropowego, niemagnetycznego zachodzi proporcjonalność dla wektorów $\mathbf{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \mathbf{E}$ oraz $\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H}$. W takiej sytuacji warunki brzegowe w zapisie (1.20a) upraszczają się do postaci

	Składowa styczna	Składowa normalna	
Pole elektryczne	$E_{t1} = E_{t2}$	$\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2}$	(1.22)
Pole magnetyczne	$H_{t1} = H_{t2}$	$H_{n1} = H_{n2}$	

Jak widać, składowe styczne natężenia pola elektrycznego i magnetycznego są ciągłe na powierzchni granicznej, podobnie składowa normalna wektora \mathbf{H} , natomiast skokowo zmienia się składowa normalna natężenia pola elektrycznego \mathbf{E} .

1.4.2. Granica dielektryk – przewodnik

Szczególnym i ważnym przypadkiem jest powierzchnia graniczna między dielektrykiem (ośrodek 1) a przewodnikiem, który uznamy za przewodnik idealny (ośrodek 2). We wnętrzu idealnego przewodnika pole elektryczne zanika¹²: $\mathbf{E}_2 = \mathbf{D}_2 = 0$, co zachodzi zarówno dla pól statycznych, jak i zmiennych w czasie. Inaczej zachowuje się pole magnetyczne. Pole magnetyczne statyczne lub quasi-statyczne może istnieć w materiałach przewodzących, czego przykładem może być elektromagnes w postaci zwojnicy z prądem typowo nawiniętej na rdzeń ferromagnetyczny. Jednak w przypadku pola szybkozmiennego w czasie, gdy pole EM ma właściwości falowe (tj. pola E i H generują się wzajemnie), pole magnetyczne zanika wewnątrz przewodnika, ponieważ zgodnie z prawem indukcji EM byłoby źródłem pola elektrycznego, które jak stwierdzono wyżej jest zerowe. Zatem dla (szybko)zmiennego pola zachodzi $\mathbf{H}_2 = 0$. Szczególnym przypadkiem są

¹² W przypadku pola \mathbf{E} fizyczna przyczyna jest następująca. Przy założeniu pola elektrostatycznego istnienie we wnętrzu przewodnika pola $\mathbf{E} \neq 0$ oznaczałoby przepływ prądu, co przeczy założeniu statyczności. W sytuacji zmiennego pola \mathbf{E} przemieszczające się ładunki swobodne wytwarzają pole elektryczne neutralizujące niemal natychmiast pole zewnętrzne, tak że wewnątrz przewodnika całkowite pole \mathbf{E} jest zerowe. Ponadto w przypadku przewodnika idealnego niezerowe pole \mathbf{E} wywołałoby przepływ prądu o nieskończonym natężeniu.

materiały ferromagnetyczne, dla których wartości μ_r mogą być rzędu dziesiątek tysięcy. Zakładając, że magnetyk jest ośrodkiem 2 oraz pole magnetyczne jest statyczne/quasi-statyczne i nie występuje prąd powierzchniowy, wtedy na mocy warunku granicznego $H_{t1} = H_{t2}$ otrzymuje się $B_{t1} = (\mu_{r1}/\mu_{r2})B_{t2} \ll B_{t2}$, a z warunku $B_{n1} = B_{n2}$ mamy $H_{n2} = (\mu_{r1}/\mu_{r2})H_{n1} \ll H_{n1}$. Ostatnia nierówność oznacza, że natężenie pola magnetycznego jest w ferromagnetyku znikome, całe pole \mathbf{B} jest skutkiem bardzo silnej magnetyzacji – por. (1.9). Podsumowując:

	Składowa styczna	Składowa normalna	
Pole elektryczne	$E_{t1} = 0$	$D_{n1} = \epsilon_1 E_{n1} = \sigma_{swob}$	(1.23)
Pole magnetyczne (zmiennie w czasie)	$H_{t1} = -J_{lin}$	$H_{n1} = 0$	

Tak więc tuż przy powierzchni przewodnika składowa normalna (zmiennego) pola magnetycznego ($\mathbf{H}_n, \mathbf{B}_n$) oraz składowa styczna pola (stałego lub zmiennego) elektrycznego (\mathbf{E}_t) zanikają, co oznacza, że linie pola elektrycznego są do tej powierzchni prostopadłe. Wynika stąd, iż różnica potencjałów między dwoma dowolnymi punktami A i B na powierzchni przewodnika jest równa zero: $V_B - V_A = -\int_A^B \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0$, zatem powierzchnia idealnego przewodnika jest ekwipotencjalna. Z kolei wektor natężenia pola magnetycznego \mathbf{H} równego co do wartości liniowej gęstości prądu powierzchniowego jest równoległy do powierzchni.

1.4.3. Wyprowadzenie warunków granicznych

Najprościej jest wyprowadzić warunki graniczne, stosując równania Maxwella w postaci całkowej. Rozważmy powierzchnię graniczną rozdzielającą dwa ośrodki o różnych przenikalnościach elektrycznych i magnetycznych – rys. 1.7.

W celu otrzymania warunków brzegowych dla wektorów \mathbf{D} i \mathbf{B} konstruujemy elementarny walec przecinający powierzchnię graniczną, jak pokazano na rys. 1.7a, przy czym podstawy walca są równoległe do tej powierzchni. Z prawa Gaussa (1.2c) zapisanego w postaci $\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = q_{swob}$ (por. też (1.15c)) obliczamy strumień indukcji elektrycznej przechodzący przez całkowitą powierzchnię walca. Zakładając, że wysokość walca zmniejsza się do zera ($h \rightarrow 0$), strumień przez powierzchnię boczną walca