Д. Л. Василенко, С. В. Калинцев, В. Ф. Янушкевич

Взаимодействие модулированных сигналов с анизотропной средой

Результаты теоретических исследований и модели углеводородной залежи (УВЗ) [3] показывают, что свойства среды над залежью нефти и газа отличаются от данных, полученных при исследовании образцов пород, отобранных непосредственно над УВЗ. На основе представления среды над УВЗ в виде анизотропного образования проведен анализ процесса взаимодействия модулированных электромагнитных волн с УВЗ. Получены выражения для компонентов тензора диэлектрической проницаемости.

Электродинамический отклик анизотропной среды на воздействие двухчастотного сигнала характеризуется модуляцией параметров диэлектрического наполнителя, зависящей от частот и амплитуд обеих электромагнитных волн (ЭМВ). Вместе с тем представляет интерес анализ взаимодействия углеводородной залежи (УВЗ) с модулированными сигналами. Рассмотрим некоторые режимы взаимодействия модулированных сигналов со средой над УВЗ. Основные теоретические положения статьи изложены в работах [1, 2, 4, 5].

Воздействие амплитудно-модулированного сигнала на анизотропную среду

Известно, что в случае тональной амплитудной модуляции (АМ) радиосигнал записывается как

$$e(t) = E(1 + k_m \cos\Omega t)\cos\omega t, \qquad (1)$$

где E — амплитуда несущего колебания;

k_m — коэффициент амплитудной модуляции;

$\Omega = 2\pi F$, $\omega = 2\pi f$ — модулирующая и несущая частоты.

Для данного случая нет необходимости использовать преобразование Гильберта и составляющие скорости электрона определяются выражениями:

$$\begin{cases} \vartheta_X = \dfrac{e}{m} E_X (1 + k_m \cos\Omega t) \dfrac{j\omega + \nu}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} - \\ - \dfrac{e}{m} \dfrac{\omega_\Gamma E_Y (1 + k_m \cos\Omega t)}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \vartheta_Y = \omega_\Gamma \dfrac{e}{m} \dfrac{E_X (1 + k_m \cos\Omega t)}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} + \dfrac{e}{m} \dfrac{E_Y (1 + k_m \cos\Omega t)(j\omega + \nu)}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \vartheta_Z = \dfrac{e}{m} \dfrac{E_Z (1 + k_m \cos\Omega t)}{j\omega + \nu}. \end{cases} \qquad (2)$$

Плотности токов принимают вид:

$$\begin{cases} \delta_X = j\omega\,\varepsilon_0 E_X\left\{\varepsilon_r + j\left[\dfrac{\varepsilon_r k_m \Omega\cdot\sin(\Omega\cdot t)}{\omega\cdot(1+k_m\cos\Omega\cdot t)} - \dfrac{\sigma_r}{\omega\varepsilon_0} - \dfrac{\omega_П^2}{\omega}\dfrac{j\omega+\nu}{(j\omega+\nu)^2+\omega_Г^2}\right]\right\}+ \\ + j\omega\,\varepsilon_0 E_Y\left[j\dfrac{\omega_П^2\omega_Г}{\omega}\dfrac{1}{(j\omega+\nu)^2+\omega_Г^2}\right], \\ \delta_Y = j\omega\,\varepsilon_0 E_Y\left\{\varepsilon_r + j\left[\dfrac{\varepsilon_r k_m \Omega\cdot\sin(\Omega\cdot t)}{\omega\cdot(1+k_m\cos\Omega\cdot t)} - \dfrac{\sigma_r}{\omega\varepsilon_0}\right] - j\dfrac{\omega_П^2}{\omega}\dfrac{j\omega+\nu}{(j\omega+\nu)^2+\omega_Г^2}\right\}+ \\ + j\omega\,\varepsilon_0 E_Y\left[-j\dfrac{\omega_П^2\omega_Г}{\omega}\dfrac{1}{(j\omega+\nu)^2+\omega_Г^2}\right], \\ \delta_Z = j\omega\,\varepsilon_0 E_Z\left\{\varepsilon_r + j\left[\dfrac{\Omega\cdot\varepsilon_r k_m\cdot\sin(\Omega\cdot t)}{\omega\cdot(1+k_m\cdot\cos\Omega\cdot t)} - \dfrac{\sigma_r}{\omega\varepsilon_0} - \dfrac{\omega_П^2}{\omega}\dfrac{1}{j\omega+\nu}\right]\right\}. \end{cases}$$

(3)

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости для двухчастичного потока определяются как

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_1 = \varepsilon_r + \sum\limits_{l=1}^{2}\left\{\begin{aligned} &\omega_{Пl}^2\dfrac{\omega_{Гl}^2-\omega^2-\nu_l^2}{(\nu_l^2+\omega_{Гl}^2-\omega^2)^2+4\omega^2\nu_l^2} + j\left[\dfrac{\varepsilon_r k_m\Omega\sin\Omega t}{\omega(1+k_m\cos\Omega t)} - \dfrac{\sigma_r}{\omega\varepsilon_0} - \right. \\ &\left. - \dfrac{\omega_{Пl}^2\nu_l}{\omega}\dfrac{\omega^2+\nu_l^2+\omega_{Гl}^2}{(\nu_l^2+\omega_{Гl}^2-\omega^2)^2+4\omega^2\nu_l^2}\right]\end{aligned}\right\}, \\ \dot{\varepsilon}_2 = \sum\limits_{l=1}^{2}\left\{\dfrac{\omega_{Пl}^2\omega_{Гl}}{\omega}\dfrac{\omega_{Гl}^2-\omega^2+\nu_l^2}{(\nu_l^2+\omega_{Гl}^2-\omega^2)^2+4\omega^2\nu_l^2} - \dfrac{2j\nu_l\,\omega_{Пl}^2\omega_{Гl}}{(\nu_l^2+\omega_{Гl}^2-\omega^2)^2+4\omega^2\nu_l^2}\right\}, \\ \dot{\varepsilon}_3 = \varepsilon_r + \sum\limits_{l=1}^{2}\left\{\omega_{Пl}^2\dfrac{1}{\nu_l^2+\omega^2} + j\left[\begin{aligned}&\dfrac{\varepsilon_r k_m\Omega\sin\Omega t}{\omega(1+k_m\cos\Omega t)} - \\ &- \dfrac{\sigma_r}{\omega\varepsilon_0} - \dfrac{\omega_{Пl}^2\nu_l}{\omega}\dfrac{1}{\omega^2+\nu_l^2}\end{aligned}\right]\right\}. \end{cases}$$

(4)

Для данного вида взаимодействия характерна зависимость компонентов тензора диэлектрической проницаемости от коэффициента амплитудной модуляции k_m, от модулирующей W и несущей w частот АМ-сигнала.

Сравнение с одночастотным режимом взаимодействия показывает, что мнимые части диагональных компонентов тензора имеют поправочный член

$$\varepsilon_{m1,3} = \frac{\varepsilon_r\cdot K_m\cdot\Omega\cdot\sin\Omega\cdot t}{\omega(1+k_m\cdot\cos\Omega\cdot t)}. \qquad (5)$$

Это говорит о том, что частоты резонансного взаимодействия не будут отличаться от частот для гармонического сигнала.

Воздействие частотно-модулированного сигнала на анизотропную среду

Для радиосигнала с тональной частотной модуляцией (ЧМ) вида

$$e(t) = E_2\cos(w_2 t + b\sin w_1 t), \qquad (6)$$

где E_2 и w_2 — соответственно амплитуда и частота несущего колебания; w_1 — модулирующая частота, $b = \Delta w / w_1$ — индекс модуляции, Δw — девиация частоты, при вычислении составляющих скорости движения частиц, как и в предыдущем случае, нет необходимости использовать преобразования Гильберта.

Тогда составляющие скорости

$$\begin{cases} \vartheta_X = \dfrac{e}{m} E_X \dfrac{j\tilde{\omega}_3 + \nu}{(j\tilde{\omega}_3 + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} - \dfrac{e}{m} \dfrac{\omega_\Gamma E_Y}{(j\tilde{\omega}_3 + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \vartheta_Y = \omega_\Gamma \dfrac{e}{m} \dfrac{E_X}{(j\tilde{\omega}_3 + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} + \dfrac{e}{m} \dfrac{E_Y (j\tilde{\omega}_3 + \nu)}{(j\tilde{\omega}_3 + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \vartheta_Z = \dfrac{e}{m} \dfrac{E_Z}{j\tilde{\omega}_3 + \nu}, \end{cases} \qquad (7)$$

где $\tilde{\omega}_3 = \omega_2 \left[1 + \beta \cdot k_\omega \cos\omega_1 t\right]$, (8)

а плотности токов определяются как

$$\begin{cases} \delta_X = \varepsilon_0 \omega_п^2 E_X \dfrac{j\tilde{\omega}_3 + \nu}{(j\tilde{\omega}_3 + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} - \dfrac{\varepsilon_0 \omega_п^2 \omega_\Gamma E_Y}{(j\tilde{\omega}_3 + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \delta_Y = \dfrac{\varepsilon_0 \omega_п^2 \omega_\Gamma E_X}{(j\tilde{\omega}_3 + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} + \dfrac{\omega_п^2 \varepsilon_0 E_Y (j\tilde{\omega}_3 + \nu)}{(j\tilde{\omega}_3 + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \delta_Z = \dfrac{\varepsilon_0 \omega_п^2 E_Z}{j\tilde{\omega}_3 + \nu}. \end{cases} \qquad (9)$$

Компоненты тензора для двухчастичного потока примут вид

$$\begin{cases} \varepsilon_1 = \varepsilon_r (1 + \beta \cdot k_\omega \cos\omega_1 t) + \sum\limits_{l=1}^{2} \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{\omega_{пl}^2 \tilde{\omega}_3}{\omega_2} \dfrac{\omega_{\Gamma l}^2 - \tilde{\omega}_3^2 - \nu_l^2}{(\nu_l^2 + \omega_{\Gamma l}^2 - \tilde{\omega}_3^2)^2 + 4\tilde{\omega}_3^2 \nu_l^2} - j\Bigg[\dfrac{\sigma_r}{\omega_2 \varepsilon_0} + \\ + \dfrac{\omega_{пl}^2 \nu_l}{\omega_2} \dfrac{\tilde{\omega}_3^2 + \nu_l^2 + \omega_{\Gamma l}^2}{(\nu_l^2 + \omega_{\Gamma l}^2 - \tilde{\omega}_3^2)^2 + 4\tilde{\omega}_3^2 \nu_l^2}\Bigg] \end{array} \right\}, \\ \dot{\varepsilon}_2 = \sum\limits_{l=1}^{2} \left\{ \dfrac{\omega_{пl}^2 \omega_{\Gamma l}}{\omega_2} \dfrac{\omega_{\Gamma l}^2 - \tilde{\omega}_3^2 + \nu_l^2}{(\nu_l^2 + \omega_{\Gamma l}^2 - \tilde{\omega}_3^2)^2 + 4\tilde{\omega}_3^2 \nu_l^2} - \dfrac{2j\tilde{\omega}_3 \nu_l \omega_{пl}^2 \omega_{\Gamma l}}{\left[(\nu_l^2 + \omega_{\Gamma l}^2 - \tilde{\omega}_3^2)^2 + 4\tilde{\omega}_3^2 \nu_l^2\right]\omega_2} \right\}, \\ \varepsilon_3 = \varepsilon_r (1 + \beta \cdot k_\omega \cos\omega_1 t) + \sum\limits_{l=1}^{2} \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{\omega_{пl}^2 \tilde{\omega}_3}{\omega_2} \dfrac{1}{\nu_l^2 + \tilde{\omega}_3^2} - \\ - j\left[\dfrac{\sigma_r}{\omega_2 \varepsilon_0} + \dfrac{\omega_{пl}^2 \nu_l}{\omega_2} \dfrac{1}{\tilde{\omega}_3^2 + \nu_l^2}\right] \end{array} \right\}. \end{cases} \qquad (10)$$

По сравнению с АМ-сигналом в вещественной части для $\dot{\varepsilon}_1$ и $\dot{\varepsilon}_3$ появляется множитель, зависящий от индекса частотной модуляции b и коэффициента k_W. Для АМ-сигнала мнимые части компонентов $\dot{\varepsilon}_1$ и $\dot{\varepsilon}_3$ зависят от параметров k_m, W и w, а для ЧМ-сигнала — от параметра $\tilde{\omega}_3$.

Воздействие сигнала со смешанной амплитудно-частотной модуляцией на анизотропную среду

При одночастотной гармонической модуляции амплитуды и частоты радиосигнал имеет вид

$$e(t) = E_W(1 + k_m \cos Wt) \cos[wt + b \cdot \cos Wt], \qquad (11)$$

где E_W — амплитуда сигнала несущей частоты W;

k_m, b — соответственно коэффициент амплитудной модуляции и индекс частотной модуляции.

При воздействии сигнала со смешанной амплитудно-частотной модуляцией (АЧМ) составляющие скорости частиц будут определяться выражениями

$$\begin{cases} \vartheta_X = \dfrac{e}{m} E_X (1+\beta\cdot\cos\Omega t)\dfrac{j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu}{(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)^2+\omega_\Gamma^2} - \dfrac{e}{m}\dfrac{\omega_\Gamma E_Y(1+\beta\cdot\cos\Omega t)}{(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)^2+\omega_\Gamma^2}, \\ \vartheta_Y = \omega_\Gamma \dfrac{e}{m}\dfrac{E_X(1+\beta\cdot\cos\Omega t)}{(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)^2+\omega_\Gamma^2} + \dfrac{e}{m}\dfrac{E_Y(1+\beta\cdot\cos\Omega t)(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)}{(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)^2+\omega_\Gamma^2}, \\ \vartheta_Z = \dfrac{e}{m}\dfrac{E_Z(1+\beta\cdot\cos\Omega t)}{j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu}, \end{cases} \tag{12}$$

где

$$\tilde{\omega}_{\text{ч}} = \omega\left[1-K_m^2\sin\Omega t\right]. \tag{13}$$

Плотности токов определяются выражениями

$$\begin{cases} \delta_X = \varepsilon_0\omega_\Pi^2 E_X\dfrac{(1+\beta\cdot\cos\Omega t)(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)}{(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)^2+\omega_\Gamma^2} - \dfrac{\varepsilon_0\omega_\Pi^2\omega_\Gamma E_Y(1+\beta\cdot\cos\Omega t)}{(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)^2+\omega_\Gamma^2}, \\ \delta_Y = \dfrac{\varepsilon_0\omega_\Pi^2\omega_\Gamma E_X(1+\beta\cdot\cos\Omega t)}{(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)^2+\omega_\Gamma^2} + \dfrac{\omega_\Pi^2\varepsilon_0 E_Y(1+\beta\cdot\cos\Omega t)(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)}{(j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu)^2+\omega_\Gamma^2}, \\ \delta_Z = \dfrac{\varepsilon_0\omega_\Pi^2 E_Z(1+\beta\cdot\cos\Omega t)}{j\tilde{\omega}_{\text{ч}}+\nu}, \end{cases} \tag{14}$$

а компоненты тензора диэлектрической проницаемости среды для двухчастичного потока

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_1 = \varepsilon_r(1-K_m^2\sin\Omega\cdot t) + \sum\limits_{i=1}^{2}\left\{\begin{matrix} \dfrac{\omega_{\Pi i}^2\tilde{\omega}_{\text{ч}}}{\omega}\dfrac{\omega_\Pi^2-\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2-\nu_i^2}{(\nu_i^2+\omega_{\Gamma i}^2-\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2)^2+4\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2\nu_i^2} + j\left[\dfrac{\varepsilon_r\beta\cdot K_m\sin\Omega\cdot t}{1+\beta\cdot\cos\Omega\cdot t} - \right. \\ \left. -\dfrac{\sigma_i}{\omega\varepsilon_0} - \dfrac{\omega_{\Pi i}^2\nu_i}{\omega}\dfrac{\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2+\nu_i^2+\omega_{\Gamma i}^2}{(\nu_i^2+\omega_{\Gamma i}^2-\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2)^2+4\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2\nu_i^2}\right] \end{matrix}\right\}, \\ \dot{\varepsilon}_2 = \sum\limits_{i=1}^{2}\left\{\dfrac{\omega_{\Pi i}^2\omega_{\Gamma i}}{\omega}\dfrac{\omega_{\Gamma i}^2-\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2+\nu_i^2}{(\nu_i^2+\omega_{\Gamma i}^2-\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2)^2+4\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2\nu_i^2} - \dfrac{2j\tilde{\omega}_{\text{ч}}\nu_i\omega_{\Pi i}^2\omega_\Pi}{\omega\left[(\nu_i^2+\omega_{\Gamma i}^2-\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2)^2+4\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2\nu_i^2\right]}\right\}, \\ \dot{\varepsilon}_3 = \varepsilon_r(1-K_m^2\sin\Omega\cdot t) + \sum\limits_{i=1}^{2}\left\{\begin{matrix} \dfrac{\omega_{\Pi i}^2\tilde{\omega}_{\text{ч}}}{\omega}\dfrac{1}{\nu_i^2+\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2} + j\left[\dfrac{\varepsilon_r\beta\cdot K_m\sin\Omega\cdot t}{1+\beta\cdot\cos\Omega\cdot t} - \right. \\ \left. -\dfrac{\sigma_i}{\omega\varepsilon_0} - \dfrac{\omega_{\Pi i}^2\nu_i}{\omega}\dfrac{1}{\tilde{\omega}_{\text{ч}}^2+\nu_i^2}\right] \end{matrix}\right\}. \end{cases} \tag{15}$$

Из (15) видно, что компоненты тензора включают в себя параметры смешанного модулированного сигнала K_m, β, W, K_W и имеют более сложную зависимость по сравнению с АМ- и ЧМ-сигналами.

Заключение

1. При воздействии АМ-сигнала на анизотропную среду компоненты тензора отличаются от одночастотного режима взаимодействия наличием в мнимых частях диагональных компонентов дополнительной составляющей, зависящей от параметров сигналов.

2. ЧМ-сигнал оказывает существенное влияние на физические процессы в среде над УВЗ. Это проявляется в «модуляции» проницаемости диэлектрического наполнителя (вещественная часть диагональных компонентов), и по сравнению с однотональным режимом взаимодействия компоненты тензора являются сложной функцией от частотной составляющей $\tilde{\omega}_3 = \omega_2 \cdot \left(1 + \beta \cdot k_\omega \cdot \cos(\omega_1 \cdot t)\right)$, что позволяет разработать методы поиска УВЗ с повышенным разрешением.

3. Использование сигнала со смешанной модуляцией приводит к расширению функциональных зависимостей компонентов тензора от параметров сигнала, что позволяет повысить информативность разрабатываемых методов поиска УВЗ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гололобов Д. В.*, *Янушкевич В. Ф.* Взаимодействие АМ-сигнала с углеводородной залежью // Тез. докл. науч.-техн. конф. «Современные проблемы радиотехники, электроники и связи», посвященной 100-летию радио / Белорус. ун-т информатики и радиоэлектроники. Минск, 1995. С. 6–7.

2. *Гололобов Д. В.*, *Янушкевич В. Ф.* Использование двухчастотных сигналов для обнаружения анизотропных сред // Тез. докл. XXI науч.-техн. конф. в рамках проблемы «Наука и мир». Брест, 1994. Т. 1. С. 86–87.

3. *Москвичев В. Н.*, *Стадник Д. Н.* Возмущение электромагнитного поля над локальной неоднородностью // Радиотехника и электроника. Минск: Выш. шк., 1983. Вып. 12. С. 91–95.

4. *Янушкевич В. Ф.* Двухчастотный метод обнаружения углеводородных залежей // Материалы Международной 52-й науч.-техн. конф. профессоров, преподавателей, научных работников, аспирантов и студентов БГПА «Технические вузы — Республике» / БГПА. Минск, 1997.

5. *Янушкевич В. Ф.* Зондирование анизотропных сред двухчастотными и модулированными сигналами / Полоц. ун-т. Минск, 1997. 8 с. Деп. в БелИСА 12.06.97, № Д199713 // Рефер. сб. непубликуемых работ. 1997. Вып. 5. С. 11. Ч. 1. С. 111.

D. L. Vasilenko, S. V. Kalintsev, V. F. Yanushkevich

INTERACTION BETWEEN MODULATED SIGNALS AND ANISOTROPIC MEDIUM

The results of theoretical studies, as well as the existing hydrocarbon pool (HCP) models [3] show that properties of the medium over oil and gas pool tend to differ from the data obtained under investigating the rock samples located immediately over the HCP. Basing on presenting the medium over the HCP as an anisotropic formation, the article analyses interaction between modulated EMW and HCP, obtaining expressions for tensor components of dielectric permeability.