

УДК 622.725: 681.518.52

В.Ю. ЗУБКЕВИЧ, ст. преподаватель, Криворожский национальный университет

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СИСТЕМ ТЕРМОГРАФИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ И СЕПАРАЦИИ МИНЕРАЛЬНОГО СЫРЬЯ

Рассмотрены вопросы определения аналитических зависимостей эффектов взаимодействия сверхвысокочастотного излучения с минеральным веществом с учетом резонансных явлений (релаксаций) молекул и атомов при изменении частотных параметров возбуждающего сверхвысокочастотного излучения и определения параметров, влияющих на термодинамический сверхвысокочастотный фактор данного вещества с использованием теории Дебая и представлений о комплексной диэлектрической проницаемости.

Приводится формализации зависимостей величин термодинамических эффектов взаимодействия высокоэнергетического сверхвысокочастотного электромагнитного излучения с минеральным веществом с целью идентификации качественных характеристик последнего. Это обеспечивает создание информационного обеспечения для оперативного прогнозирования показателей технологических процессов добычи и переработки минерального сырья и может стать альтернативой периодически проводимого аналитического исследования контролируемых технологических потоков.

Определены зависимости и параметры эффектов взаимодействия электромагнитного поля на минеральное вещество от его физических электрических и термодинамических свойств и параметров возбуждающего электромагнитного излучения

Полученные результаты предназначены для использования в системах термографического контроля и сепарации минерального сырья и техногенных отходов и создания ряд способов термографической многофакторной сепарации.

Проблема и ее связь с научными и практическими заданиями. Горнорудная промышленность Украины занимает ведущее место в мире по объему производства металлургического сырья. Вместе с тем обеспечение металлургического производства высококачественным сырьем продолжает оставаться острой и трудоемкой проблемой. Особо остро стоит проблема оперативного контроля качества минерального сырья и управление технологическими процессами при добыче и переработке руд.

Качество минерального сырья определяется не только параметрами содержания полезных компонент, но и содержанием вредных сопутствующих компонент снижающих потребительские свойства конечного продукта. Для железорудного сырья вредными компонентами являются минералы и химические соединения, содержащие серу и фосфор.

Таким образом, достоверная и полная оперативная информация о полном вещественном составе добытого минерального сырья позволяет правильно выбрать и настроить технологию добычи и обогащения.

Реализации непрерывного автоматического контроля содержания полезной компоненты в крупнокусковой горной массе посвящены некоторые научные разработки в бывшем СССР и за рубежом.

Анализ исследований и публикаций. Все минералы и горные породы отличаются друг от друга рядом признаков. Если минералы подвергнуть нагреву с помощью сверхвысокочастотного источника энергии, то они будут нагреваться по-разному. Приращение температуры определяется формулой °К

$$\Delta T = \frac{\pi f \cdot E_m^2 \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta}{c \rho} \Delta t_H, \quad (1)$$

где f , E_m , Δt_H - частота, напряженность и продолжительность воздействия СВЧ-поля на частицы; ε_0 - электрическая постоянная; ε - диэлектрическая проницаемость; $\operatorname{tg} \delta$ - тангенс угла диэлектрических потерь; c - удельная теплоемкость, (Дж/кг·°К).

$$\Delta T = (\pi f E_m^2 \varepsilon_0 \Delta t_H) \frac{\varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta}{c \cdot \rho} = k F,$$

где k - коэффициент, связывающий все одинаковые для всех кусков величины; F - термодинамический фактор, который можно вычислить для каждого минерала.

Измерение ΔT осуществляется тепловизором с разрешением по температуре $0,08^\circ\text{C}$, который определяет «светимость» частицы, связанную с ΔT . Тепловизор позволяет «увидеть» минералы, не выходящие за пределы куска типа золото «в рубашке», например золото в кварце.

Тангенс диэлектрических потерь сложным образом зависит от выбираемой частоты поля f (зависимость имеет несколько максимумов) и поэтому в справочниках не приводится, однако он связан с проводимостью. Чем больше проводимость, тем больше тангенс диэлектрических потерь (как и диэлектрическая проницаемость).

Входящие в (1) величины, в свою очередь, как уже отмечалось, являются функциями не только вещественного состава минерала, но и частоты сверхвысокочастотного источника энергии и от температуры.

Изменение температуры нагрева при постоянной частоте сверхвысокочастотного источника энергии не будет влиять на показания теплового контроля, но будут определять общие функциональные зависимости. Изменение параметров в силу изменения температуры минерала в результате воздействия сверхвысокочастотной энергии так же можно считать не существенными, так как величина нагрева при этом составляет несколько градусов, что не вызывает на практике заметных их изменений. Но для выявления степени влияния и необходимости учета этих влияний, попытаемся такие зависимости определить.

Как известно [5] воздействие электромагнитного поля на среду зависит от свойств среды и параметров электромагнитного излучения и описывается уравнениями Максвелла [1]

Комплексную абсолютную диэлектрическую проницаемость среды, согласно [10], можно записать

$$\dot{\varepsilon}_o = \varepsilon_o + \frac{\sigma(\omega)}{j\omega} = \frac{\dot{\varepsilon}_a}{\varepsilon_o} = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_o} - j \frac{\sigma(\omega)}{\omega\varepsilon_o} = \varepsilon' - j\varepsilon''.$$

где ε' - значение действительной части относительной комплексной диэлектрической проницаемости среды; ε'' - значение мнимой части относительной комплексной диэлектрической проницаемости среды; ε_o - электрическая постоянная (Ф/м).

$$\varepsilon_o \varepsilon' \operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \varepsilon_o \varepsilon'' = \frac{\sigma(\omega)}{\omega}. \quad (2)$$

В общем случае действительная и мнимая части относительной комплексной диэлектрической проницаемости и удельная проводимость зависят от частоты электромагнитного поля, которые могут быть выражены формулами Дебая [11]

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon^\infty + \frac{\varepsilon^o - \varepsilon^\infty}{1 + (\omega/\omega_\varepsilon)^2}, \quad \varepsilon''(\omega) = \frac{(\varepsilon^o - \varepsilon^\infty)\omega/\omega_\varepsilon}{1 + (\omega/\omega_\varepsilon)^2}, \quad (3)$$

где $\omega_\varepsilon = 2\pi/\tau_\varepsilon$ - частота максимального поглощения (частота электрической релаксации) (Гц); ε^o - значение относительной диэлектрической проницаемости среды в статическом поле; ε^∞ - граничное значение относительной диэлектрической проницаемости среды в переменном поле с частотой, стремящейся к бесконечности; τ_ε - постоянная времени затухания вынужденных колебаний частиц вещества, вызванные электрическим полем (время электрической релаксации [10]).

С учетом (2) и (3) можно записать

$$\frac{\sigma(\omega)}{\omega} = \varepsilon_o \frac{(\varepsilon^o - \varepsilon^\infty)\omega/\omega_\varepsilon}{1 + (\omega/\omega_\varepsilon)^2}, \quad \text{откуда} \quad \sigma(\omega) = \varepsilon_o \frac{(\varepsilon^o - \varepsilon^\infty)\omega^2/\omega_\varepsilon}{1 + (\omega/\omega_\varepsilon)^2} \quad (4)$$

Постановка задания. Рассмотрим значения динамической проводимости при характерных значениях частоты электромагнитного поля, а именно: $\omega=0$; $\omega=\omega_\varepsilon$; $\omega=\infty$.

Очевидно, что при $\omega=0$ $\sigma(0)=0$; при $\omega=\omega_\varepsilon$ $\sigma(\omega_\varepsilon)=\varepsilon_o\omega_\varepsilon(\varepsilon^o-\varepsilon^\infty)/2$; при $\omega=\infty$ $\sigma(\infty)=\varepsilon_o(\varepsilon^o-\varepsilon^\infty)$.

Значение проводимости при $\omega=0$ не соответствует истине. Не соответствует истине значение проводимости и на предельных частотах. Так, на оптических частотах электрическая проводимость практически равна нулю. Поэтому выражение (4) адекватно описывает изменение проводимости от частоты в диапазоне частот в окрестности частоты ω_ε .

Для описания зависимости проводимости от частоты при $0 \leq \omega_\varepsilon$ выражение (4) необходимо добавить значение проводимости при статическом поле σ^o

$$\sigma_{(\omega)}^0 = \sigma^0 + \varepsilon_0 \frac{(\varepsilon^0 - \varepsilon^\infty) \omega^2 / \omega_\varepsilon}{1 + (\omega / \omega_\varepsilon)^2} \quad (5)$$

Для описания в полном диапазоне частот выражение (5) необходимо умножить на величину $\omega_\varepsilon^2 / (\omega_\varepsilon^2 + \omega^2)$, т.е. можно записать

$$\sigma_{(\omega)}^0 = \frac{\omega_\varepsilon^2 \sigma^0}{\omega_\varepsilon^2 + \omega^2} + \varepsilon_0 \frac{(\varepsilon^0 - \varepsilon^\infty) \omega^2 \omega_\varepsilon^3}{(\omega_\varepsilon^2 + \omega^2)^2}. \quad (6)$$

Функция (6) удовлетворяет всем известным знаниям о зависимости проводимости от частоты: при $\omega=0$, $\sigma(\omega)=\sigma(0)$ - статическая проводимость при постоянном токе; при $\omega=\infty$, $\sigma(\omega)=0$, так как нет таких зарядов, способных направленно двигаться синхронно полю, изменяющемуся с бесконечной частотой. Окончательно можно записать

$$\sigma_{(\omega)}^0 = \frac{\sigma^0 (\omega_\varepsilon^2 + \omega^2) \omega_\varepsilon^2 + \varepsilon_0 (\varepsilon^0 - \varepsilon^\infty) \omega^2 \omega_\varepsilon^3}{(\omega_\varepsilon^2 + \omega^2)^2}.$$

Подставив в (1) выражение (2) и (4) получим

$$\Delta T = \frac{\pi f \cdot E_m^2 \sigma_{(\omega)}^0}{c \rho \omega} \Delta t_H = \frac{E_m^2 \sigma_{(\omega)}^0}{2c \rho} \Delta t_H = \frac{E_m^2}{2c \rho} \cdot \frac{\sigma^0 (\omega_\varepsilon^2 + \omega^2) \omega_\varepsilon^2 + \varepsilon_0 (\varepsilon^0 - \varepsilon^\infty) \omega^2 \omega_\varepsilon^3}{(\omega_\varepsilon^2 + \omega^2)^2} \Delta t_H$$

или

$$\Delta T = \frac{E_m^2}{2c \rho} \cdot \frac{\sigma^0 \omega_\varepsilon^2}{\omega_\varepsilon^2 + \omega^2} \Delta t_H + \frac{E_m^2}{2c \rho} \cdot \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon^0 - \varepsilon^\infty) \omega^2 \omega_\varepsilon^3}{(\omega_\varepsilon^2 + \omega^2)^2} \Delta t_H$$

$$\Delta T = \frac{E_m^2}{2c \rho} \cdot \sigma^0 \Delta t_H; \quad \Delta T = \frac{E_m^2}{4c \rho} \Delta t_H \cdot \left[\sigma^0 + \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon^0 - \varepsilon^\infty) \omega_\varepsilon}{2} \right]; \quad \Delta T = 0.$$

Изложение материала и результаты. Рассмотрим однокомпонентный диэлектрик с функцией распределения времен релаксации $f(\tau_\varepsilon)$ в виде прямоугольника: $f(\tau_\varepsilon)=h=\text{const}$ в интервале $\tau_{\varepsilon 1} \leq \tau_\varepsilon \leq \tau_{\varepsilon 2}$ и $f(\tau_\varepsilon) = 0$ при $\tau_\varepsilon < \tau_{\varepsilon 1}$ и $\tau_\varepsilon > \tau_{\varepsilon 2}$ ($f(\tau_\varepsilon) d\tau_\varepsilon$ вероятность нахождения времени релаксации в интервале от τ_ε до $\tau_\varepsilon + d\tau_\varepsilon$). В таком диэлектрике релаксатор на микроуровне не может быть описан моделью глубокой потенциальной ямы с двумя положениями равновесия (релаксатор Фрелиха [9]). Согласно [7,8], действительная и мнимая части комплексной ε диэлектрика в случае отсутствия взаимодействия между релаксаторами и линейной суперпозиции вкладов различных групп зависят от $f(\tau_\varepsilon)$, статической (ε^0) и высокочастотной (ε^∞) диэлектрических проницаемостей и частоты ω следующим образом

$$\varepsilon' = \varepsilon^\infty + (\varepsilon^0 - \varepsilon^\infty) \int_0^\infty \frac{f(\tau_\varepsilon)}{1 + \omega^2 \tau_\varepsilon^2} d\tau_\varepsilon, \quad \varepsilon'' = (\varepsilon^0 - \varepsilon^\infty) \int_0^\infty \frac{\omega \tau_\varepsilon f(\tau_\varepsilon)}{1 + \omega^2 \tau_\varepsilon^2} d\tau_\varepsilon, \quad \tau_\varepsilon = \frac{2\pi}{\omega}, \quad \int_0^\infty f(\tau_\varepsilon) d\tau_\varepsilon = 1.$$

Рассмотрим как меняется уравнение плоской волны в среде с потерями, где $\sigma(\omega) \neq 0$.

Введение комплексной диэлектрической проницаемости среды, позволяет получить выводы, относящиеся к распространению волн в проводящей среде из соответствующих формул для диэлектрика путем замены в них вещественной диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon_0 \varepsilon$ на комплексное значение диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon} = \varepsilon_0 \varepsilon' - j \frac{\sigma(\omega)}{\omega}$. При этом квадрат постоянной распространения (волнового числа) вместо k запишем k' :

$$k'^2 = \omega^2 \mu_0 \mu \hat{\varepsilon} = \omega^2 \mu_0 \mu \left(\varepsilon_0 \varepsilon' - j \frac{\sigma(\omega)}{\omega} \right) = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon' \mu_0 \mu - j \sigma_{[\omega]} \omega \mu_0 \mu. \quad (7)$$

Постоянная распространения

$$k' = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon' \omega^2 - j \sigma_{(\omega)} \mu_0 \omega}.$$

Поскольку корень квадратный из комплексного числа напрямую не вычисляется, сделаем следующие преобразования.

Запишем

$$k' = k - js. \quad (8)$$

Здесь k - действительная часть постоянной распространения, s - мнимая часть. Уравнение (8) возводим в квадрат и приравниваем к значению (7)

$$k'^2 = k^2 - j2ks - s^2 = (k^2 - s^2) - j2ks = \omega^2 \varepsilon_o \varepsilon' \mu_o \mu - j\sigma_{(\omega)} \omega \mu_o \mu. \quad (9)$$

Приравнявая действительные и мнимые части (9), находим

$$\begin{cases} k^2 - s^2 = \omega^2 \varepsilon_o \varepsilon' \mu_o \mu = a \\ 2ks = \sigma_{(\omega)} \omega \mu_o \mu = b \end{cases}. \quad (10)$$

Решив (10) относительно k^2 и s^2 , получим

$$s = \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_o \varepsilon' \mu_o \mu}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_{(\omega)}}{\varepsilon_o \varepsilon' \omega} \right)^2} - 1 \right)}.$$

Или глубину проникновения волны в вещество можно окончательно записать

$$X_m = \frac{1}{s} = \frac{1}{\pi f \sqrt{2 \varepsilon_o \varepsilon' \mu_o \mu \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_\varepsilon} - 1 \right)}}.$$

Значения относительной диэлектрической проницаемости среды в статическом поле и удельной проводимости являются стандартными параметрами электрических свойств среды, значения которых приводятся в справочных данных.

Значение граничной относительной диэлектрической проницаемости среды в переменном поле с предельной частотой и время электрической релаксации следует определить в зависимости от конкретных условий воздействия электромагнитного излучения на данное вещество.

Так, при воздействии на вещество электромагнитным полем СВЧ диапазона, значения частот оптического диапазона можно приближенно принять за предельные частоты. Электромагнитные же свойства вещества в оптическом диапазоне частот характеризуются показателем преломления [6-8]

$$n = \sqrt{\varepsilon^\infty \mu^\infty}$$

где ε^∞ - граничное значение относительной диэлектрической проницаемости среды в переменном поле с предельной частотой; μ^∞ - граничное значение относительной магнитной проницаемости среды в переменном поле с предельной частотой.

Обозначим время релаксации

$$\tau_o = \frac{\pi}{\sigma_{(\omega)}} \varepsilon_o (\varepsilon^o - \varepsilon^\infty).$$

Выражения для ε' и ε'' имеют вид

$$\varepsilon' = \varepsilon^\infty + \frac{\varepsilon^o - \varepsilon^\infty}{1 + \omega^2 \tau_\varepsilon^2}, \quad \varepsilon'' = \frac{\varepsilon^o - \varepsilon^\infty}{1 + \omega^2 \tau_\varepsilon^2} \omega \tau_\varepsilon,$$

где ε^∞ - предельная высокочастотная диэлектрическая проницаемость; ε^o - предельная низкочастотная диэлектрическая проницаемость.

Время релаксации определяется из условия

$$\tau_\varepsilon = \frac{1}{\omega_\varepsilon^{\max}} = \frac{1}{2\pi \nu_\varepsilon^{\max}},$$

где $\omega_\varepsilon^{\max}$ - круговая частота, соответствующая максимуму поглощения.

Длина волны, соответствующая максимуму поглощения, задается формулой

$$\lambda_\varepsilon^{\max} = \frac{2\pi c}{\omega_\varepsilon^{\max}},$$

где c - скорость света.

Величина ε^∞ может быть вычислена [1-6] по измеренному значению показателя преломления, по формуле

$$\frac{\varepsilon^\infty - 1}{\varepsilon^\infty + 2} = A \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2},$$

где A - имеет значение 1,05-1,15 и учитывает вклад атомной поляризации.

Время релаксации определяем из соотношений

$$\frac{v}{u} = \frac{1 - \alpha^0}{1 - \alpha^\infty} \omega \tau_\varepsilon, \quad \frac{v}{u} = \omega \tau_\varepsilon^*,$$

где $\alpha^0 = (\varepsilon^0 - 1)/(\varepsilon^0 + 2)$; $\alpha^\infty = (\varepsilon^\infty - 1)/(\varepsilon^\infty + 2)$; v и u - расстояния от экспериментальной точки на полуокружности до точек $\varepsilon' = \varepsilon^0$ и $\varepsilon' = \varepsilon^\infty$ или $\alpha' = \alpha^0$ и $\alpha' = \alpha^\infty$ соответственно

$$v = \sqrt{(\varepsilon^0 - \varepsilon')^2 + (\varepsilon''')^2}, \quad u = \sqrt{(\varepsilon' - \varepsilon^\infty)^2 + (\varepsilon''')^2}.$$

Макроскопическое время релаксации τ_ε и молекулярное время релаксации τ_ε^* связаны эмпирическими соотношениями [2-4,6]

$$\tau_\varepsilon = \frac{\varepsilon^0 + 2}{\varepsilon^\infty + 2} \tau_\varepsilon^*.$$

Так как $\varepsilon^0 > \varepsilon^\infty$, то $\tau_\varepsilon > \tau_\varepsilon^*$

$$\tau_\varepsilon = \frac{\varepsilon^\infty + 1}{2\varepsilon^0 + 1} \tau_\varepsilon^*.$$

$$\tau_\varepsilon = \frac{3\varepsilon^0}{2\varepsilon^0 + \varepsilon^\infty} \tau_\varepsilon^* \quad (11)$$

$$\tau_\varepsilon = \frac{2(\varepsilon^0)^2 + (\varepsilon^\infty)^3}{3\varepsilon^0 \varepsilon^\infty (2\varepsilon^0 + \varepsilon^\infty)} \tau_\varepsilon^*.$$

Равенство (11) точнее описывает внутреннее поле, чем другие уравнения.

Выводы. Электромагнитные свойства минералов определяют характер взаимодействия их с электромагнитным излучением, что может быть выражено через изменение температуры в результате такого взаимодействия.

На изменении температуры кусков минерального сырья при взаимодействии с силовым электромагнитным излучением определенной частоты, основывается ряд способов термографической сортировки минерального сырья и позволяют осуществлять многофакторную сортировку в два и более потока.

Количество потоков сортировки определяется возможностью способа в одновременном определении значений нескольких многофакторных критериев и формировании соответствующих сортирующих воздействий на минеральные куски в потоке с помощью сортирующего устройства.

Рассматриваемые в статье проблемы обеспечивают создание способов многофакторного анализа минерального сырья, позволяющих за одну технологическую операцию различать несколько продуктов сортировки, что может в значительной степени упростить технологические схемы первичного обогащения минерального сырья.

Задача создания методов и средств автоматизации информационных процессов в технологиях железорудного производства, является задачей информационных технологий и направлена на автоматизацию информационного обеспечения технологий добычи и переработки полезных ископаемых.

Исследования и испытания предлагаемых способов и устройств кусковой сепарации, позволяют обеспечить при одинаковых условиях и нагрузках увеличение содержания полезного компонента от 6-10 % до 18-25 %, прирост массовой доли полезного компонента на 4,5 % при уменьшении содержания полезного компонента в «хвостах» до 3 %, снизить общие затраты электроэнергии на 5% за счет снижения разубоживания сырья в процессе его обогащения.

Список литературы

1. Григорчук М.І., Томчук П.М. Поглинання випромінювання малими металевими частинками еліпсоїдальної форми / М.І. Григорчук, П.М. Томчук // Журнал фізичних досліджень. – 2005. – №2. – Т. 9. – С. 135–144

2. Киржниц Д. А. Всегда ли справедливы соотношения Крамерса — Кронига для диэлектрической проницаемости вещества?: Методические заметки / Д.А. Киржниц // Успехи физических наук. – 1976. – №6. – Т. 119. – Вып. 2, – С. 357–369
3. Диффузия импульсного поля и электромагнитные силы в ферромагнетиках / Ю.Э. Адамьян, Е.А. Вырва, С.И. Кривошеев, В.В. Титков // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83. – Вып. 10. – С. 1–7
4. Лесские А.Г., Пастернак В.Е., Юшканов А.А. Поглощение инфракрасного излучения в мелкой металлической частице / А.Г. Лесские, В.Е. Пастернак, А.А. Юшканов // ЖЭТФ. – 1982. – Т.83. – Вып. 1(7). – С. 310–317
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика : в 10 т. Т. VIII. : Электродинамика сплошных сред : Учеб. пособие. – 4-е изд., испр. и доп. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // – М.; Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 656 с.
6. Гусев Ю.А. Основы диэлектрической спектроскопии : Учебное пособие / Ю.А. Гусев. – Казань : КГУ, 2008 – 112 с.
7. Фрѐлих Г. Теория диэлектриков : Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери / Г. Фрѐлих ; [Перевод со второго английского издания проф. Г. И. Сканави]. – М. : Издательство иностранной литературы, 1960. – 252 с.
8. Браун В. Диэлектрики / В. Браун ; [перевод с английского А.Н. Губкина : под редакцией В.А. Чуенкова].- М.: Издательство иностранной литературы, 1961. – 328 с.
9. Нигматуллин Р.Р., Рябов Я.Е. Диэлектрическая релаксация типа Коула-Девидсона и самоподобный процесс релаксации / Р.Р. Нигматуллин, Я.Е. Рябов // Физика твердого тела. – 1997. – Т. 39. – Вып. 1. – С. 101–105
10. Нилова Л.И. Расчет напряженности электрического и магнитного полей изотропного излучателя в однородной среде / Л.И. Нилова // Журнал научных публикаций аспирантов и докторантов : 01.04.00 Физика. – 2010. – №1
11. Поплавко Ю. М. Физика активных диэлектриков: учебное пособие / Ю. М. Поплавко, Л. П. Переверзева, И.П. Раевский ; [Под ред. проф. В.П. Сахненко]. – Ростов н/Д : ЮФУ, 2009. – 480 с. – ISBN 978-5-9275-0636-1.

Рукопис подано до редакції 26.03.15

УДК 622.83

А.Ю. ПАЛАМАР, асистентка, Т.Д. СИЗОВА, студентка
Криворізький національний університет

АНАЛІЗ МЕТОДІВ СПОСТЕРЕЖЕННЯ ЗА ГЕОМЕХАНІЧНИМИ ПРОЦЕСАМИ В КРУПНИХ ГІРНИЧОВИДОБУВНИХ РЕГІОНАХ

Наведено основні методи спостережень за геомеханічними процесами в крупних гірничодобувних регіонах. Виконано аналіз існуючих методів спостереження: натурні маркшейдерські інструментальні спостереження, лабораторні дослідження, теоретичні дослідження та нівелювання III класу. Визначено основні переваги та недоліки вище вказаних методів, в результаті чого було обрано найбільш ефективний метод та метод, що потребує найбільших витрат. Було виконано нівелювання III класу на пунктах хвостосховища ПАТ «ПівнГЗК» та отримано значення створів, за результатами яких були побудовані графіки. Проведено аналіз результатів спостережень і виявлено, що контроль за геомеханічними процесами ведеться безперервно. Розглянуто волоконно-оптичний метод спостережень за геомеханічними процесами, за допомогою якого можна отримати високу точність 1-2 мкм, при цьому відносно невеликі витрати на обладнання та можливість спостережень на будь-якій глибині. Висока чутливість волоконно-оптичної системи до зсувів гірських порід дозволяє підвищити надійність і точність вимірювання вертикальних і горизонтальних зміщень гірських порід у зсуві, зміщення вимірюють одноподібно на одному переносному приладі і безконтактно. В результаті аналізу було визначено, що найбільш ефективним та вигідним є волоконно-оптичний метод спостережень за геомеханічними процесами.

Постановка проблеми. Все більш зростаючі масштаби гірничого виробництва, величезні перспективи його розвитку, пов'язані зі збільшенням глибини робіт і залученням в експлуатацію все більш складних родовищ виносять на перше місце вивчення окремих, найбільш важливих фізичних процесів, що безпосередньо впливають на ефективність і безпеку будівництва та експлуатації того чи іншого родовища. У результаті виймки вугільних пластів відбувається зрушення і деформування масиву гірських порід і земної поверхні, що викликає деформації об'єктів у зоні впливу підземної розробки і в окремих випадках може призводити до їх руйнування [1].

В Україні існують декілька великих гірничодобувних регіонів з майже схожими проблемами маркшейдерсько-геодезичного забезпечення. Одним з найбільших є Криворізький залізорудний басейн, в якому протягом більше 120 років проводяться розробки як підземним,