

А.К. Турсунбаева, А.Д. Маусымбаева,

УДК 622.73

В.С. Портнов

*Карагандинский государственный технический
университет г. Караганда*

В.М. Юров

*Карагандинский государственный университет
им. Е. Букетова, г. Караганда*

ТЕРМОДИНАМИКА ДРОБЛЕНИЯ РУДЫ ПРИ КУЧНОМ ВЫЩЕЛАЧИВАНИИ МЕТАЛЛОВ 3

Келтірілген жұмыста кендер мен минералдарының дезинтеграция, ұсақталыну, ұсатылу проблемаларына термодинамикалық ұсыныс жасалынды. Кендерінің дайындау үрдісін және оны байытуын ықшамдауға рұқсат ету үшін бізбен алынған формулалар тәжірибелік анықталынатын параметрлерді асырайды.

In the present work we have offered thermodynamic the approach to problems of crushing, crushing, decomposition of minerals and ores. The formulas received by us contain experimentally defined parameters that allows optimizing processes of preparation of ore and its enrichment.

Часть III

Микроскопические модели разрушения. Дезинтеграция упорных руд.

Введение.

Процесс рудоподготовки в технологии обогащения различных руд преследует цель создания условий, обеспечивающих максимальную степень извлечения полезного компонента при минимально возможных ресурсозатратах. Как правило, этот процесс связан с измельчением руды до крупности меньше меньшего размера зерна полезного компонента с последующим его извлечением тем или иным физическим или химическим способом.

Самым энергоемким и дорогостоящим процессом при добыче и обогащении минерального сырья является их разрушение. Так, например, на железорудных ГОКах России на долю этого процесса приходится 70% всех энергозатрат (30 кВт·ч/т руды) [1]. Из всех технологических процессов разрушения, а это бурение, взрывание, дробление и измельчение, наиболее энергозатратным является измельчение (26 кВт·ч/т руды) [1]. В горной промышленности США на долю дробления и измельчения приходится 29,3 млрд. кВт·ч в год [2], что составляет 45% от всей потребляемой горной промышленностью США электроэнергии.

В золотодобывающей отрасли, а так же при добыче полиметаллических руд измельчение является одним из самых затратных технологических процессов.

В литературе давно обсуждается вопрос о селективном дроблении руды, однако ни одна модель не раскрывает природу наблюдаемой селективности. В части I настоящей

работы мы показали, что селективность дробления руды связана с адитивностью энергии Гиббса минерала. В настоящей части работы мы продолжим рассмотрение процесса разрушения минералов, но уже на микроскопическом уровне.

Микроскопические модели разрушения.

Принято различать два механизма разрушения твердого тела – хрупкое и вязкое [3]. В первом случае основную роль играют разрывы межатомных связей, а во втором – пластическая деформация. Согласно современным представлениям процесс хрупкого разрушения складывается из трех стадий [4]:

- термофлуктуационное зарождение элементарных носителей разрушения;
- их кластеризация в укрупненные трещины (очаги разрушения);
- безактивационный рост очагов до размеров, начиная с которых концентрация напряжений у острия трещины приводит к достижению предела прочности, и становится возможным атермическое распространение ее фронта со скоростью звука.

Количественное исследование двух первых стадий проведено в работе [5]. При этом элементарный носитель разрушения представлялся как дилатон [6] – устойчивая флуктуационная область повышенной дилатации решетки, реализующаяся за счет ангармонизма фононов. Обусловленная им накачка упругой энергии в объем V_d составляет $W_d \sim KV_d$, где K – модуль всестороннего сжатия. Скорость накачки $v^+ = \Delta W_d / \Delta t$ задается приращением энергии $\Delta W / W = \Delta K / K = G \Delta \varepsilon_d$, где G – постоянная Грюнайзена, ε_d – дебаевская частота. Стабилизация дилатона обеспечивается, если получающаяся в результате величина $v^+ \sim G \Delta \varepsilon_d W_d \omega_d$ превосходит скорость рассасывания флуктуации $v^- = W_d / \tau_{ph}$ за счет выноса энергии фононами, вылетающими из дилатона и сталкивающимися за его пределами ($\tau_{ph} = \lambda / a \omega_d$ – время свободного пробега, λ его длина, a – параметр решетки). Отсюда следует, что для образования дилатона флуктуация дилатации ε_d должна превосходить критическое значение:

$$\varepsilon_c \approx G^{-1} \frac{a}{\lambda}. \quad (1)$$

Подставляя это значение в дебаевское уравнение состояния твердого тела $K \varepsilon_d = \sigma_d + (G/V_d) \Delta W_d$, где σ_d – дилатационная составляющая напряжений, и сопоставляя его с выражением $Q = Q_0 - \Omega \sigma_d$ для энергии активации зарождения трещины, находим, что при отождествлении Q и ΔW_d высота потенциального рельефа Q_0 и активационный объем Ω определяются формулами:

$$Q_0 = \frac{c}{\beta} \varepsilon_c \approx G^{-1} \frac{c}{\beta} \cdot \frac{a}{\lambda}, \quad \Omega = \frac{V_d}{G} = G^{-1} a^3 \frac{V_d}{a^3}, \quad (2)$$

где β , c – коэффициент теплового расширения и теплосемкость, связанные равенством $K\beta = Gc/V$. Отсюда видно, что для образования дилатона наиболее благоприятны системы с большими значениями коэффициента теплового расширения и длины свободного пробега фононов.

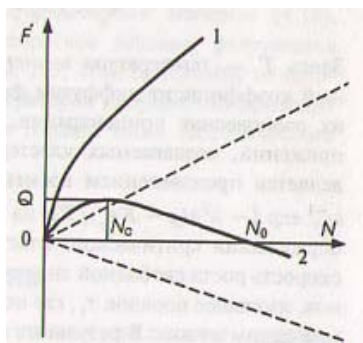
Несмотря на очевидные успехи, дилатонная модель не может объяснить все особенности процесса разрушения, в частности выпадает из рассмотрения различие в поведении хрупких и вязких тел.

В работе [4] рассмотрен вопрос о кластеризации носителей разрушения. В рамках макроскопического подхода скорость изменения свободной энергии F , обусловленная образованием кластера из $N \gg 1$ фрустронов, представляется стандартным выражением [7]:

$$\dot{F} = gN + \sigma N^{2/3}, \quad (3)$$

где $g(p)$ – изменение величины F при добавлении одного фрустрона, σ – коэффициент поверхностного натяжения.

При малых давлениях, когда $g(p) > 0$, образование кластера невыгодно до тех пор, пока не выполняется условие $g(p) = 0$, отвечающее критическому значению p_c . С ростом давления до значения $p > p_c$ зависимость $F(N)$ приобретает немонотонный вид кривой 2 на рис. 1.



1 – малые нагрузки ($g(p) > 0$); 2 – большие нагрузки ($g(p) < 0$). Штриховые линии получаются в пренебрежении поверхностными слагаемыми.

Рисунок 1 – Зависимость скорости изменения свободной энергии от числа фрустронов в кластере [4]

В результате флуктуационный рост кластера, в котором число фрустронов превышает критическое значение $N_c = (2\sigma/3g)^3$, приводит к уменьшению скорости диссипации свободной энергии F . Упругое поле такого закритического кластера приводит к втягиванию фрустронов, пока их число не достигнет предельного значения $N_0 = (\sigma/3g)^3$, с превышением которого кластер становится генератором энергии ($F < 0$). Это означает автокаталитический режим распространения магистральной трещины, т.е. разрушение.

Полное время разрушения τ складывается из инкубационного периода τ_c , необходимого для флуктуационного образования критического кластера, и времени τ_g , требующегося для его роста до предельного числа фрустронов N_0 . Последнее определяется произведением разности $N_0 - N_c$ на время $\tau_1 \sim (TN_0)/\sigma c_1 \epsilon_c a D_c$, необходимого на втягивание одного фрустрона в закритический кластер [8]:

$$\tau_g \approx (N_0 - N_c)\tau_1 \approx \frac{N_0^2}{D_c} \cdot \frac{T}{\sigma c_1 \epsilon_c a}. \quad (4)$$

Здесь T – температура в энергетических единицах, D – эффективный коэффициент диффузии фрустронов, $c \sim \exp\{\lambda^2 a(p - K\epsilon_c)/T\}$ – их равновесная концентрация, σc_1 – характерное значение поля напряжений, создаваемых кластером. Инкубационный период τ_c определяется произведением времени образования одного фрустрона $\tau_f \approx \omega_D^{-1} \exp\{-\lambda^2 a(p - K\epsilon_c)\}$ на вероятность $\omega_n \approx N_c^{-1} \exp\{-Q\tau'N_c/T\}$ образования критического кластера, где $Q = gN/2$ – отвечающая ему скорость роста свободной энергии,

τ' - время объединения двух фрустронов, имеющее порядок τ_1 , где под σ_1 следует понимать поле σ_1 , создаваемое одним из них. В результате полное время разрушения принимает вид:

$$\tau = \tau_0 \exp\left\{-\frac{\lambda^2 a}{T}\left(p - \frac{Ka}{G\lambda}\right)\right\}, \quad (5)$$

$$\tau_0 = (\omega_p N_c)^{-1} \exp\left\{-\frac{Q\tau_1 N_c}{T}\right\} + \frac{N_0^2 TG\lambda}{Da^2 \sigma_{c1}}.$$

Проведенное рассмотрение показывает, что процесс хрупкого разрушения определяется образованием и эволюцией ансамбля элементарных носителей разрушения – фрустронов. Последние представляют мезоскопические области локализации сдвиговых деформаций, окруженные сверхпластичной оболочкой. Хрупкий механизм разрушения обеспечивается посредством кластеризации фрустронов в закритический очаг разрушения, что требует вязкости ν , превышающей значение (5).

В вязких материалах, где реализуется обратное условие, разрушение протекает по дилатонному механизму [9], присущему неоднородным материалам, где наличие концентраторов напряжения приводит к пределу прочности, значение которого гораздо ниже теоретического предела [9].

Статистическая модель кластеризации носителей хрупкого разрушения.

Мы изложим нашу модель образования кластеров с позиции статистической физики.

Рассмотрим кристалл с числом фрустронов m . Пусть расстояние между фрустрономы одинаково и равно R . Опишем вокруг каждого фрустрономы 0 сферу радиусом R . Пусть плотность числа фрустронов в этой сфере равна n_0 , тогда вероятность $W_0(r)$ того, что ближайший фрустрон находится на расстоянии r от фрустрономы 0 , нетрудно получить из классической статистической физики и она равна:

$$W_0(r) = 4\pi n_0 r^3 \exp[-4\pi n_0 r^3 / 3] \quad (6)$$

Вероятность нахождения N_0 фрустронов в зоне фрустрономы 0 радиусом r равна, очевидно,

$$W_{N_0}(r) = \prod_{k=1}^{N_0} W_k(r) = (4\pi n_0)^{N_0} r^{3N_0} \exp[-4\pi N_0 n_0 r^3 / 3] \quad (7)$$

Вероятность (7) определим с другой стороны как отношение числа фрустронов N_0 в зоне фрустрономы к общему числу фрустронов в выделенной сфере – $Q_0 = 4/3 \pi n_0 R^3$:

$$p_0 = \frac{N_0}{Q_0} = (4\pi n_0)^{N_0} r^{3N_0} \exp[-4\pi n_0 r^3 / 3] \quad (8)$$

Для системы из m фрустронов имеем:

$$p_0 = (4\pi n_0)^{N_0} r^{3N_0} \exp[-4\pi N_0 n_0 r^3 / 3] = \frac{N_0}{Q_0},$$

$$p_1 = (4\pi n_1)^{N_1} r^{3N_1} \exp[-4\pi N_1 n_1 r^3 / 3] = \frac{N_1}{Q_1},$$

.....

$$p_m = (4\pi n_m)^{N_m} r^{3N_m} \exp[-4\pi N_m n_m r^3 / 3] = \frac{N_m}{Q_m}.$$

Для всего кристалла с числом фрустронов $0, 1, 2, \dots, m$ имеем:

$$P = \prod_{i=0}^m p_i = \prod_{i=0}^m (4\pi n_i)^{N_i} r^{3N_i} \exp[-4\pi N_i n_i r^3 / 3] = \frac{\prod_{i=0}^m N_i}{\prod_{i=0}^m Q_i}. \quad (10)$$

Система уравнений (9) и (10) представляет собой систему трансцендентных уравнений, решить которую можно только приближенными или численными методами.

В связи с этим, можно сделать численную оценку, основываясь на реальной ситуации и уравнении 1 системы (9):

$$\ln N_0 - \ln Q_0 = N_0 \ln(4\pi n_0) + 2N_0 \ln r - \frac{4\pi}{3} N_0 n_0 r^3. \quad (11)$$

Соответствующая оценка дает, что первый член левой части уравнения (11) и первые два члена правой части – пренебрежимо малы. В результате получим:

$$N_0 = \frac{3h Q_0}{4\pi n_0 r^3}. \quad (12)$$

Учитывая, что $4\pi r^3/3=V$ и $\ln n_0 > \ln R$, из (11) имеем:

$$V_0 = \frac{h n_0}{n_0 N_0}. \quad (13)$$

Беря в качестве функции отклика (см. часть I формула (32)) объем кластера:

$$V_0 = c \frac{kT}{G^0} \cdot N_0. \quad (14)$$

Сравнивая (13) и (14), получим:

$$N_0 = \left(\frac{1}{c} \cdot \frac{\ln n_0 \cdot G^0}{n_0 \cdot kT} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Формула (15) отвечает равновесному значению числа фрустронов в кластере. Сделаем оценку числа фрустронов в кластере для кристалла KCl: $G^0 \approx 410$ кДж/моль; $c \approx 0,001$; $\ln n_0/n_0 \approx 0,02$; $k=1,38 \cdot 10^{-23}$, $T=300$. Тогда $N_0 \approx 60$ атомов щелочного металла. Полученное нами значение коррелирует с числом атомов N_0 в кластере при гомогенном образовании кластеров в расплавах различных металлов. В таблице 1 приведены экспериментальные данные из работы [10].

Таблица 1

Параметры кластеров при кристаллизации металлов [10]

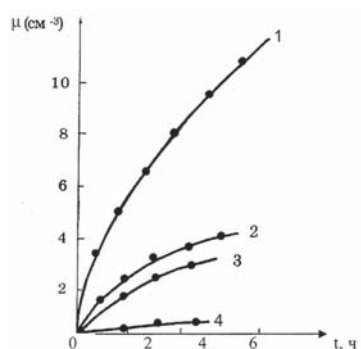
Металл	T_0 , К	ΔT , К	r_k , нм	N_0
Ртуть	234	90	0,8	100
Олово	505	180	0,8	130
Висмут	544	200	0,8	30
Свинец	600	170	1,1	180
Германий	1210	295	0,9	130

Из таблицы 1 следует, что радиус r_k кластера практически не зависит от вида атомов металла, среднее число N_0 частиц в кластере имеет один порядок. Глубокие причины подобных корреляций пока еще не ясны.

Кинетика кластеризации носителей хрупкого разрушения.

Рассмотрим теперь на основе предложенной нами модели кинетику кластеризации носителей хрупкого разрушения. В качестве функции отклика возьмем деформацию μ (рис. 2), тогда (см. часть I формула (32)):

$$\mu = a \frac{kT}{G^0} \cdot N \quad (16)$$



1 - NaCl; 2 - KCl; 3 - KBr; 4 - KI.

Рисунок 2. - Кинетика накопления дефектов в ЩГК [11].

Из формулы (16) видно, что при малых деформациях зависимость μ действительно описывается линейной функцией от N . Этот рисунок коррелирует с рисунком 1 кривая 1.

Представим зависимость энергии Гиббса от концентрации фрустонов полиномом второй степени. Это справедливо, поскольку такая же зависимость наблюдается и для температуры. Таким образом:

$$G^0 = A + BN + CN^2. \quad (17)$$

При небольших N – $A > BN + CN^2$ и из (16) мы имеем линейную зависимость деформации от концентрации N (область упругой деформации). Когда $G^0 \approx BN$, то μ не зависит от N (область пластической деформации). При больших N энергия Гиббса $G^0 \approx CN^2$ и, соответственно, $\mu \sim 1/N$, т.е. убывают гиперболически (область разрушения). Качественная картина зависимости μ от N показана на рисунке 3.

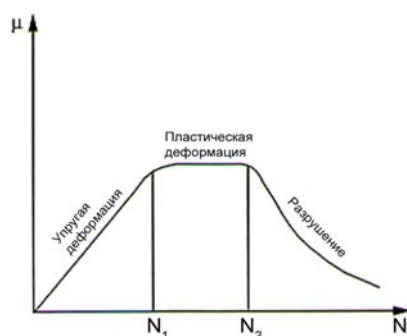


Рисунок 3 - Три стадии деформации твердого тела

Таким образом, полученная нами формула (16) описывает всю область деформированного состояния твердого тела, включая процесс разрушения.

Дезинтеграция упорных руд.

В теории и практики кучного выщелачивания золота существует проблема вскрытия упорных золотосодержащих руд без их переизмельчения и снижения фильтрационных свойств штабеля. Эта проблема может быть решена с использованием естественных или искусственных энергетических воздействий, позволяющих интенсифицировать вскрытие золотосодержащих руд [12].

Многочисленные исследования во многих странах показали [13], что для максимального раскрытия вкрапленных минеральных комплексов благородных металлов, помимо традиционных способов дробления и измельчения, представляется перспективным применение немеханических способов разрушения, обеспечивающих дезинтеграцию минеральных компонентов по межфазным границам за счет образования микротрещин и каналов пробоя в результате энергетических воздействий и, в особенности, в импульсном режиме — так называемых электроимпульсных технологий.

В таблице 2 приведены данные об основных технологических эффектах, областях применения и ограничениях, вторичных эффектах, энергозатратах при различных видах энергетических воздействий на минеральные комплексы и суспензии [14].

Проведенный анализ показал, что большинство из рассмотренных методов обладают одним или рядом следующих недостатков: высокие энергетические затраты и капиталовложения, избыточный нагрев обрабатываемого материала, неконтролируемый переход ионов металла в жидкую фазу вследствие интенсификации процесса выщелачивания сульфидов и некоторые другие.

Таблица 2

Нетрадиционные энергетические методы дезинтеграции минеральных комплексов

Вид воздействия; процессы (операции) переработки; технологический эффект; вид сырья.	Ограничения (побочный эффект)	Расход электроэнергии, кВт·ч/т
Электрохимическая обработка		

Процессы выщелачивания; повышение извлечения Au, Ag на 10-25%; сульфидные руды, содержащие благородные металлы.	Повышенный расход электроэнергии, торможение дезинтеграции за счет образования серы, пассивация электродных систем, необходимость сочетания с химическим воздействием для повышения электропроводности среды.	50-60 (водная среда), 20-30 (щелочная или кислая среда).
Поток ускоренных электронов		
Дезинтеграция минеральных комплексов, повышение производительности цикла измельчения в 1,5-2 раза, извлечения Zn, Cu, Pb при флотации на 5-10%, извлечения Au, Ag при цианировании на 10-25%; сульфидные, железные руды и другие.	Высокие капитальные затраты; технические трудности внедрения в действующие схемы обогащения; повышенный расход электроэнергии; нагрев образца, изменение поверхностных и объемных свойств.	5-10
СВЧ-обработка		
Разупрочнение минеральных комплексов, сокращение времени измельчения на 20-25%; извлечения Au, Ag при цианировании на 10%; золотосодержащие кварц-полевкошпатовые руды, пиритные флотоконцентраты, золотомышьяковые гравитационные концентраты, руды, содержащие МПГ.	Сложность реализации в промышленных условиях; нагрев образца, оплавление, возможность обработки только сухих образцов; изменений поверхностных и объемных свойств минералов.	5-7
ЭЛЕКТРОИМПУЛЬСНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ		
Электроимпульсная обработка		
Разрушение вследствие электрического взрыва в объеме материала, повышение степени раскрытия сростков минералов; все виды сырья.	Высокие энергозатраты; ограничения на возможность обработки тонкодисперсного минерального сырья перед цианированием.	Энергия в импульсе 0,5-20 кДж
Электрогидродинамическое воздействие		
Наносекундной пробой воды, содержащей взвешенные минеральные частицы; извлечения Au, Ag при цианировании на 60-70%; Золотосодержащие хвоста переработки медно-цинковых руд.	Неконтролируемое изменение ионного состава жидкой фазы, невозможность обработки сухого или увлажненного (на 10-15%) материала; крупность материала должна быть не менее 90-100% класса - 74 мкм	3-5
Магнитоимпульсная обработка		
Образование трещин; железистые кварциты.	Применим преимущественно для минералов ферромагнетиков	Уменьшение суммарных энергозатрат на 3-5 кВтч/т
Мощные наносекундные электромагнитные импульсы		
Дезинтеграция и вскрытие минеральных комплексов; извлечения Au, Ag при цианировании на 10-80%; МПГ в операциях обогащения при доводке черновых концентратов на 5-6% и на 60-70% при дообогащении хвостов; сульфидные руды кварциты, продукты обогащения, содержащие благородные металлы и МПГ.	Минимальный размер минеральной частицы ~ 100мкм; необходимость защитной экранизации зоны размещения генератора импульсов; влажность материала не должна превышать 30%.	3-4

Проведем теперь анализ дезинтеграции руд на основе нашей модели. Из формулы (32) части I для работы дробления (измельчения) находим:

$$A = \frac{C_1 G^0}{kTN} = \frac{C_1 \sigma}{SE_6} \quad (18)$$

Здесь σ – поверхностное натяжение минерала, S – площадь поверхности частиц минерала, E_6 – энергия носителей разрушения, которую мы будем отождествлять с энергией внешнего поля.

Из формулы (12) части II следует:

$$\sigma = \frac{d_{кр} RT}{2\nu} \quad (19)$$

Здесь $d_{кр}$ – критический размер минерального зерна, начиная с которого поверхностные свойства «подавляют» объемные, ν – молярный объем минерала, R – газовая постоянная, T – температура.

Учитывая (19) формула (18) принимает вид:

$$A = \frac{C_1 RT d_{кр}}{2S\nu E_6} \quad (20)$$

Из формулы (20) вытекает следующий алгоритм технологических операций при определении параметров дезинтеграции руды:

- определяем значение $d_{кр}$ по методике (см. ниже);
- определяем ν по таблице Менделеева, исходя из минерального состава руды или по таблицам, приведенных в [15];
- величина S определяется экспериментально;
- для двух значений E_6 определяем постоянную C_1 ;
- подставляем значение E_6 из таблицы 2 или из паспортных характеристик источника внешнего поля;
- определяем оптимальное значение работы дробления (измельчения) по формуле (20).

Определение $d_{кр}$ возможно по одной из разработанных нами методик [16-18]. Здесь мы даем их краткое описание.

Люминесцентный метод определения поверхностного натяжения. Теоретическое обоснование полученных ниже формул приведено нами в работе [18]. Зависимость интенсивности рентгенолюминесценции диэлектрика от размера частиц описывается формулой

$$I = const \cdot \left(1 - \frac{d_{кр}}{r} \right) \quad (21)$$

где I – интенсивность рентгенолюминесценции; r – радиус частицы диэлектрика. Параметр $d_{кр}$ связан с поверхностным натяжением σ формулой

$$d_{кр} = \frac{2\sigma \vartheta}{RT} \quad (22)$$

где ϑ – молярный объем диэлектрика; R – универсальная газовая постоянная; T – температура (К), при которой производится измерение. В координатах $I \sim 1/r$ получается прямая, тангенс угла наклона которой определяет $d_{кр}$.

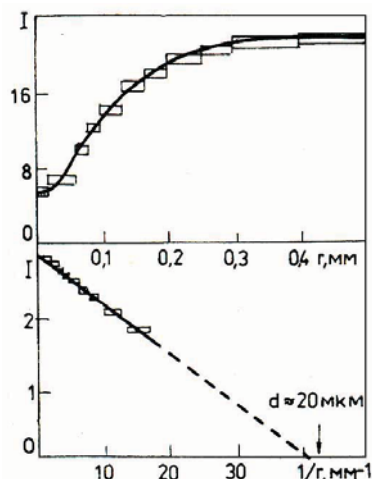


Рисунок 4 - Зависимость интенсивности рентгенолюминесценции KCL-П от размера зерна минерала

Пример. Способ применяли для определения поверхностного натяжения диэлектрических кристаллов KCl, с примесью ионов таллия в качестве люминесцирующего зонда. Интенсивность рентгенолюминесценции определялась стандартным фотоэлектрическим методом. Размер зерна диэлектрика определялся с помощью металлографического микроскопа типа МИМ-8. Результаты показаны на рисунке 4. В координатах $I \sim 1/r$ экспериментальная кривая спрямляется в соответствии с (21), давая значение $d = 20$ мкм. Для KCl $\vartheta = 37,63$ см³/моль и из соотношения (22) для поверхностного натяжения получено: $\sigma = 6,63 \cdot 10^3$ эрг/см².

Способ измерения поверхностного натяжения магнитных материалов. В этом случае по измеренному тангенсу угла наклона зависимости магнитной восприимчивости магнитного материала от обратного радиуса его частиц вычисляется величина его поверхностного натяжения. Зависимость магнитной восприимчивости магнитного материала от размера частиц также описывается формулой (21) и (22).

Построенная зависимость в координатах $\chi \sim 1/r$ ($1/r$ - обратный радиус частиц, магнитного материала) получается прямая, тангенс угла наклона, который определяет d , и по формуле (22) рассчитывается поверхностное натяжение магнитного материала (σ).

Пример. Способ применяли для определения поверхностного натяжения магнетитов (Fe_3O_4) Соколовского и Сарбайского месторождений. Удельная намагниченность измерялась с помощью вибрационного магнитометра. Размер зерна магнетита определялся с помощью металлографического микроскопа. Результаты показаны на рисунке 5. В координатах $\chi \sim 1/r$ экспериментальная кривая спрямляется в соответствии с (21), давая значение $d = 0,36$ мкм. Для магнетита $\vartheta = 44,5$ см³/моль и из соотношения (22) для поверхностного натяжения получено: $\sigma = 10,07 \cdot 10^3$ эрг/см.

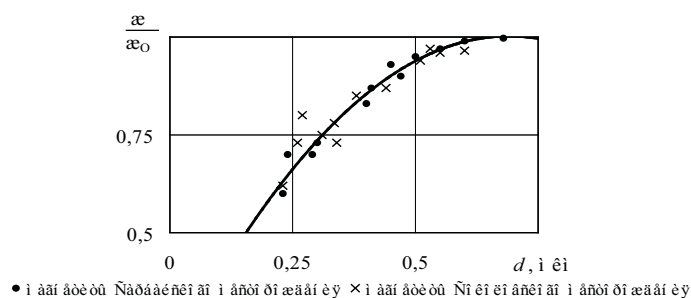


Рисунок 5 – Зависимость относительной магнитной восприимчивости от диаметра зерна магнетита

Таким образом, можно определять $d_{кр}$ и определять A по формуле (20) или определять σ и определять A по формуле (18). Можно использовать и другие физические свойства минералов – удельное электрическое сопротивление, теплопроводность, о чем мы уже говорили в части II нашей работы.

Заключение.

В трех частях настоящей работы мы предложили термодинамический подход к проблемам дробления, измельчения, дезинтеграции минералов и руд. Полученные нами формулы содержат экспериментально определяемые параметры, что позволяет оптимизировать процессы рудоподготовки и обогащения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чантурия В.А. Современные проблемы обогащения минерального сырья в России // Горный журнал, 2005, №12. - С. 13-19.
2. Hague K.E, Microwave energy of mineral treatment processes – a brief review // Int. J. Miner. Process, 1999, №57. - P. 146-154.
3. Иванова В.С. Разрушение металлов. – М.: Metallurgy, 1979. – 267 с.
4. Олемской А.И., Кацнельсон А.А. Синергетика конденсированной среды. – М.: УРСС, 2003. – 336 с.
5. Петров В.А. // ФТТ, 1983, т.25. - С. 3124-3127.
6. Журков С.Н. // ФТТ, 1983, т.25. – С. 3119-3123.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть I. – М.: Наука, 1995. – 564 с.
8. Гегузин Я.Е. Диффузионная зона. М.: Наука, 1979. – 214 с.
9. Кайбышев О.А. Сверхпластичность промышленных сплавов. – М.: Metallurgy, 1984. - 424 с.
10. Скрипов В.П., Коверда В.П. Гомогенное зарождение кристаллов в жидкостях и аморфных слоях. // В кн.: Проблемы кристаллографии: К столетию со дня рождения академика А.В. Шубникова. - М.: Наука, 1987. - С.232-246.
11. Арнс В.Ж. Физико-химическая геотехнология. – М.: Изд-во МГУ, 2001. – 655 с.
12. Чантурия В.А., Бунин И.Ж., Лунин В.Д. Неиррадиционные методы дезинтеграции и вскрытия упорных золотосодержащих продуктов: теория и технологические результаты // Горный журнал 2005, №4. - С. 68-74.
13. Бунин И.Ж. Теоретические основы воздействия наносекундных электромагнитных импульсов на процессы дезинтеграции и вскрытия минеральных комплексов и извлечения благородных металлов из руд // Автореф. дисс. доктора тех. наук. – М.: 2009. – 39 с.

14. Буллах А.Г., Буллах К.Г. Физико-химические свойства минералов и компонентов гидротермальных растворов. – Л.: Недра, 1978. - 167 с.

15. Юров В.М., Портнов В.С., Пузеева М.П. Способ измерения поверхностного натяжения твердых тел Патент РК №57691, Оpubл. 15.12.2008, Бюл. №12.

16. Юров В.М., Портнов В.С., Пузеева М.П. Способ измерения поверхностного натяжения и плотности поверхностных состояний диэлектриков. Патент РК №58155, Оpubл. 15.12.2008, Бюл. №12.

17. Юров В.М., Портнов В.С., Пузеева М.П. Способ измерения поверхностного натяжения магнитных материалов. Патент РК №58158, Оpubл. 15.12.2008, Бюл. №12.

18. Юров В.М. Термодинамика люминесцирующих систем // Вестник КарГУ, сер. Физика, 2005, № 3(39). - С. 13-15.