А. С. КИМ

ЭВОЛЮЦИЯ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ В ЗОНЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАЗЛОМА

Рассмотрена математическая модель механизма эволюции напряжений в зоне тектонического разлома в земной коре. Предположено, что разлом подвержен действию затухающих с глубиной сдвиговых напряжений, а заполняющий его материал имеет увеличивающиеся с глубиной свойства ползучести. В случае характерной протяженности, преобладания длины над шириной зона разлома моделируется трещиной с взаимодействующими берегами [1-4], когда контактные напряжения зависят от скорости взаимной подвижки берегов и глубины. Трещина расположена внутри упругого полупространства нормально к его свободной поверхности в условиях продольного сдвига. Здесь напряжения на трещине пропорциональны скорости взаимной подвижки берегов с коэффициентом вязкости, зависящим от глубины.

Поставленная начально-краевая задача методами интегральных преобразований приведена к уравнению Фредгольма второго рода в пространстве изображений. В частном случае, когда параметр времени стремится в бесконечность, получено решение статического аналога задачи. Для случая, когда нижний конец трещины в своей плоскости стремится в бесконечность, получены

предельные значения интегралов, входящих в ядро и правую часть интегрального уравнения, проведено исследование полученного интегрального уравнения. Даны расчетные формулы для определения напряжений и перемещений через решение интегрального уравнения.

Для приведенной задачи напряжения на трещине равны

$$\tau_{yx} = \frac{\partial w}{\partial y} = \eta(x)\frac{\partial a(x,t)}{\partial t} - q(x),$$

$$y = 0,\ a < x < b. \qquad (1)$$

В начальный момент времени скачок перемещений на трещине равен

$$a(x,t) = a_0(x),\ t = 0. \qquad (2)$$

Методами интегральных преобразований начально-краевая задача приведена к системе трех интегральных уравнений

$$\int_0^\infty [2\eta(x,p)p + s]C(s,p)\cos(sx)ds =$$

$$= \pi\eta(x,p)w_0(x) + \frac{\pi}{2}\frac{q(x)}{p},\ a < x < b, \qquad (3)$$

$$\int_0^\infty C(s,p)\cos(sx)ds = 0,\ 0 < x < a, \qquad (4)$$

$$\int_0^\infty C(s,p)\cos(sx)ds = 0,\ x > b. \qquad (5)$$

Здесь введены следующие безразмерные величины: $\eta(x)$ – коэффициент вязкого взаимодействия берегов трещины; $q(x)$ – приведенные на трещину напряжения; $a(x,t)$ – скачок перемещений на трещине; x, y, t – двумерные координаты и время, соответственно; a, b – координаты концов трещины. Функции $\eta(x)$ и $q(x)$ заданы убывающими на бесконечности: $\eta(x) \to 0$, $q(x) \to 0$ при $x \to \infty$; $w_0(x) = a_0(x)/2$.

Система трех интегральных уравнений (3)–(5), используя свойства интегралов типа Коши, приведена к уравнению Фредгольма второго рода в изображениях

$$\psi(\gamma,p) + \eta_0 p\int_{a^2}^{b^2} L(\gamma,\zeta)\psi(\zeta,p)d\zeta = R(\gamma,p),$$

$$a^2 < \gamma < b^2, \qquad (6)$$

где ядро $L(\gamma,\zeta)$ имеет вид

$$L(\gamma,\zeta) = L_1(\gamma,\zeta) + L_2(\gamma,\zeta), \qquad (7)$$

$$L_1(\gamma,\zeta) = -\frac{1}{\pi}\frac{1}{\eta_0}\frac{1}{\kappa(\gamma)}\frac{1}{\zeta^{1/2}}\int_{a^2}^{\zeta}\frac{\kappa(u)}{u-\gamma}\eta(\sqrt{u})du, \qquad (8)$$

$$L_2(\gamma,\zeta) = \frac{1}{\pi}\frac{1}{\eta_0}\frac{1}{\kappa(\gamma)}\frac{1}{\zeta^{1/2}}\frac{b}{2K(h)}\int_{a^2}^{b^2}\frac{d\xi}{\xi^{1/2}\kappa(\xi)}\times$$

$$\times\int_{a^2}^{\zeta}\frac{\kappa(u)}{u-\xi}\eta(\sqrt{u})du. \qquad (9)$$

Правая часть уравнения (6) имеет вид

$$R(\gamma,p) = \frac{q}{p}R_1(\gamma) + \frac{q}{p}R_2(\gamma) + R_3(\gamma,p), \qquad (10)$$

$$R_1(\gamma) = -\frac{1}{\pi q}\frac{1}{\kappa(\gamma)}\int_{a^2}^{b^2}\frac{\kappa(u)}{u-\gamma}q(\sqrt{u})du, \qquad (11)$$

$$R_2(\gamma) = \frac{1}{\pi q}\frac{b}{2K(h)}\frac{1}{\kappa(\gamma)}\int_{a^2}^{b^2}\frac{d\xi}{\xi^{1/2}\kappa(\xi)}\times$$

$$\times\int_{a^2}^{b^2}\frac{\kappa(u)}{u-\xi}q(\sqrt{u})du, \qquad (12)$$

$$R_3(\gamma,p) = -\frac{1}{\pi}\frac{b}{K(h)}\frac{1}{\kappa(\gamma)}\int_{a^2}^{b^2}\frac{d\xi}{\xi^{1/2}\kappa(\xi)}\times$$

$$\times\int_{a^2}^{b^2}\frac{\kappa(u)}{u-\xi}\eta(\sqrt{u},p)w_0(\sqrt{u})du. \qquad (13)$$

Для перемещений и напряжений при $y = 0$ имеют место, соответственно, формулы

$$w(x,0,p) = \frac{1}{2}\int_{x^2}^{b^2}\gamma^{-1/2}\psi(\gamma,p)d\gamma, \qquad (14)$$

$$\tau_{xz}(x,0,p) = \frac{\partial w(x,0,p)}{\partial x} =$$

$$= -\psi(\gamma = x^2, p) = -\varphi(x^2,p). \qquad (15)$$

Рассмотрим уравнение (6), когда $q(x)$ и $\eta(x)$ имеют вид

$$q(x) = q_0 e^{-\alpha_1 x^2},\ \eta(x) = \eta_0 e^{-\alpha_2 x^2}. \qquad (16)$$

В этом случае формулы (8) и (9) принимают, соответственно, вид

$$L_1(\gamma,\zeta) = -\frac{1}{\zeta^{1/2}} J(\gamma,\zeta;\alpha_2), \qquad (17)$$

$$L_2(\gamma,\zeta) = \frac{1}{\zeta^{1/2}} \frac{b}{2K(h)} \frac{1}{\kappa(\gamma)} \times$$

$$\times \int_{a^2}^{b^2} \xi^{-1/2} J(\xi,\zeta;\alpha_2) d\xi, \qquad (18)$$

где функция $J(\gamma,\zeta;\alpha)$ имеет вид

$$J(\gamma,\zeta;\alpha) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{\kappa(\gamma)} \int_{a^2}^{\zeta} \frac{\kappa(u)}{u-\gamma} e^{-\alpha u} du. \qquad (19)$$

Выражения (11) и (12) в случае (16) принимают, соответственно, вид

$$R_1(\gamma) = -J(\gamma, b^2;\alpha_1), \qquad (20)$$

$$R_2(\gamma) = \frac{b}{2K(h)} \frac{1}{\kappa(\gamma)} \int_{a^2}^{b^2} \xi^{-1/2} J(\xi, b^2;\alpha_2) d\xi, \qquad (21)$$

$$\rho(\zeta) = \sqrt{\frac{b^2-\zeta}{\zeta-a^2}},$$

$$\kappa(\zeta) = \sqrt{(b^2-\zeta)(\zeta-a^2)}. \qquad (22)$$

При $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ ядро $L(\gamma,\zeta)$ и правая часть (6) после вычисления соответствующих интегралов принимают вид

$$L(\gamma,\zeta) =$$

$$= \frac{2}{\pi\zeta^{1/2}} \arcsin\sqrt{\frac{\zeta-a^2}{b^2-a^2}} \left[-\frac{\gamma}{\kappa(\gamma)} + \frac{b^2}{\kappa(\gamma)} \frac{E(h)}{K(h)} \right] +$$

$$+ \frac{2}{\pi\zeta^{1/2}} \frac{\kappa(\zeta)}{\kappa(\gamma)} - \frac{1}{\pi\zeta^{1/2}} \ln\left| \frac{\rho(\zeta)+\rho(\gamma)}{\rho(\zeta)-\rho(\gamma)} \right| -$$

$$\frac{2\zeta^{1/2}}{\pi\kappa(\gamma)\rho(\zeta)} \frac{1}{K(h)} \Pi_1\left(\frac{b^2-a^2}{b^2-\zeta}, h \right), \qquad (23)$$

$$R(\gamma,p) = \frac{q_0}{p} \left[\frac{\gamma}{\kappa(\gamma)} - \frac{b^2}{\kappa(\gamma)} \frac{E(h)}{K(h)} \right] +$$

$$\frac{2\eta}{\pi} \int_{a^2}^{b^2} w_0(\sqrt{u}) \kappa(u,\gamma) du, \qquad (24)$$

$$\kappa(u,\gamma) = -\frac{\Pi_1\left(\dfrac{b^2-a^2}{b^2-u}, h \right)}{\kappa(\gamma)\rho(u)K(h)} - \frac{\kappa(u)}{\kappa(\gamma)(u-\gamma)}. \qquad (25)$$

Здесь введены обозначения: E и Π_1 – полные эллиптические интегралы второго и третьего рода, соответственно.

Рассмотрим предельный случай, когда $t \to \infty$. Используя асимптотические свойства преобразования Лапласа, из уравнения (6) с учетом (7)–(13) получим

$$\psi(\gamma, t=\infty) = \lim_{p\to 0} p\psi(\gamma,p) = q[R_1(\gamma) + R_2(\gamma)]. \qquad (26)$$

При $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ получим

$$\psi(\gamma, t=\infty) = q\left[\frac{\gamma}{\kappa(\gamma)} - \frac{b^2}{\kappa(\gamma)} \frac{E(h)}{K(h)} \right]. \qquad (27)$$

Учитывая (15), получим формулу для напряжений

$$\tau_{xz}(x,0) =$$

$$= -q\left[\frac{x^2}{\kappa(x^2)} - \frac{b^2}{\kappa(x^2)} \frac{E(\sqrt{b^2-a^2}/b)}{K(\sqrt{b^2-a^2}/b)} \right], \qquad (28)$$

что соответствует статическому аналогу задачи для внутренней трещины. Координата x_m максимального раскрытия трещины определена условием

$$\varphi(x_m^2, t) = 0, \qquad (29)$$

откуда, учитывая (15), получим

$$x_m = b\sqrt{\frac{E(\sqrt{b^2-a^2}/b)}{K(\sqrt{b^2-a^2}/b)}}. \qquad (30)$$

Если $a \to 0$, то в пределе напряжения и перемещения на трещине $y = 0$, $0 < x < b$ принимают, соответственно, вид

$$\tau_{xz}(x,0) = -qx/\sqrt{b^2-x^2}, \qquad (31)$$

$$w(x,0) = q\sqrt{b^2-x^2}. \qquad (32)$$

Рассмотрим теперь уравнение (6), когда $\alpha_1 > 0$, $\alpha_2 > 0$, $w_0(\sqrt{u}) = 0$, $a > 0$, $b \to \infty$. В этом случае $R_3(\gamma) = 0$. Исследуем интеграл $I(\alpha)$

$$I(\alpha)=\frac{1}{\pi}\frac{1}{\kappa(\gamma)}\int_{a^2}^{b^2}\frac{\kappa(u)}{u-\gamma}e^{-\alpha u}du\,. \quad (33)$$

Учитывая асимптотику модифицированных функций Бесселя [5], получим

$$I(\alpha)\cong\frac{1}{\pi^{1/2}}\left[\frac{1}{\delta}e^{\delta^2}-2Erfi(\delta)\right]e^{-\gamma\alpha},$$

$$\delta\to\infty\,. \quad (34)$$

Итак, при $\alpha>0$

$$I^{\infty}(\gamma;\alpha)=\lim_{b\to\infty}\left[\frac{1}{\pi}\frac{1}{\kappa(\gamma)}\int_{a^2}^{b^2}\frac{\kappa(u)}{u-\gamma}e^{-\alpha u}du\right]=$$

$$=\frac{1}{\pi^{1/2}}\left[\frac{1}{\delta}e^{\delta^2}-2Erfi(\delta)\right]e^{-\alpha\gamma}\,. \quad (35)$$

Учитывая асимптотику функции $Erfi(\delta)$ при больших значениях аргумента [5], получим

$$I^{\infty}(\gamma;\alpha)\cong-\frac{1}{2}\frac{1}{\pi^{1/2}}\frac{1}{(\gamma-a^2)^{3/2}}\frac{e^{-\alpha a^2}}{\alpha^{3/2}},$$

$$\gamma\to\infty\,, \quad (36)$$

$$I^{\infty}(\gamma;\alpha)\cong\frac{1}{\pi^{1/2}}\frac{1}{\sqrt{\gamma-a^2}}\frac{1}{\alpha^{1/2}}e^{-\alpha a^2},$$

$$\gamma\to a^2\,. \quad (37)$$

Из оценок (36) и (37) следует, для выражения (21) имеет место

$$R(\gamma,p)=\frac{q}{p}R_1(\gamma)=-\frac{q}{p}I^{\infty}(\gamma,\alpha_1)\,. \quad (38)$$

Исследуем теперь ядро $L(\gamma,\zeta)$ при условии $\alpha_1,\alpha_2>0$, $w_0(\sqrt{u})=0$, $b\to\infty$. Для этого оценим интеграл $J(\gamma,\zeta;\alpha)$ (30), который удовлетворяет уравнению

$$\frac{dJ(\gamma,\zeta;\alpha)}{d\alpha}+\gamma J(\gamma,\zeta;\alpha)=$$

$$=-\frac{1}{\pi}\frac{1}{\kappa(\gamma)}\int_{a^2}^{\zeta}\kappa(u)e^{-\alpha u}du \quad (39)$$

при условии

$$J(\gamma,\zeta;0)=\frac{1}{\pi}\frac{1}{\kappa(\gamma)}\int_{a^2}^{\zeta}\frac{\kappa(u)}{u-\gamma}du\ =$$

$$=\left[1-\frac{2}{\pi}arctg\rho(\zeta)\right]\left[\rho(\gamma)-\frac{1}{2}\frac{b^2-a^2}{\kappa(\gamma)}\right]+$$

$$+\frac{1}{\pi}\frac{\kappa(\zeta)}{\kappa(\gamma)}+\frac{1}{\pi}\ln\left|\frac{\rho(\zeta)-\rho(\gamma)}{\rho(\zeta)+\rho(\gamma)}\right|. \quad (40)$$

Решение уравнения (39) имеет вид

$$J(\gamma,\zeta;\alpha)=c(\alpha)e^{-\alpha\gamma}, \quad (41)$$

$$c'(\alpha)=-\frac{1}{\pi}\frac{e^{\alpha\gamma}}{\kappa(\gamma)}\int_{a^2}^{\zeta}\kappa(u)e^{-\alpha u}du\,, \quad (42)$$

$$c(0)=J(\gamma,\zeta;0)\,. \quad (43)$$

Пусть теперь ζ – фиксировано, $b\to\infty$. Тогда из (40) имеем

$$c_{\infty}(\alpha)\equiv\lim_{b\to\infty}c(\alpha)=c_{\infty}(0)-$$

$$-\frac{1}{\pi}\frac{1}{\sqrt{\gamma-a^2}}\int_0^{\alpha}\xi^{-3/2}e^{(\gamma-a^2)\xi}\underline{\gamma}\left[\frac{3}{2};\xi(\varsigma-a^2)\right]d\xi\,, \quad (44)$$

$$c_{\infty}(0)\equiv\lim_{b\to\infty}J(\gamma,\zeta;0)=\frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{\zeta-a^2}{\gamma-a^2}}-$$

$$-\frac{1}{\pi}\ln\left|\frac{\sqrt{\gamma-a^2}+\sqrt{\zeta-a^2}}{\sqrt{\gamma^2-a^2}-\sqrt{\zeta-a^2}}\right|. \quad (45)$$

Здесь $\underline{\gamma}$ – неполная гамма-функция [5].

Запишем интеграл в правой части (44) в виде

$$c_{\infty}(\alpha)-c_{\infty}(0)=J^1(\gamma,\zeta)+J^2(\gamma,\zeta)+J^3(\gamma,\zeta), \quad (46)$$

$$J^1(\gamma,\zeta)=$$

$$=-\frac{1}{\pi}\frac{1}{\sqrt{\gamma^2=a^2}}\int_0^{\alpha}\xi^{-2/2}\underline{\gamma}\left[3/2;\xi(\zeta-a^2)\right]d\xi\,, \quad (47)$$

$$J^2(\gamma,\zeta)=$$

$$=-\frac{1}{\pi}\frac{1}{\sqrt{\gamma-a^2}}\int_0^{\alpha}\xi^{-1/2}\underline{\gamma}\left[3/2;\xi(\zeta-a^2)\right]d\xi\,. \quad (48)$$

$$J^3(\gamma,\zeta) = -\frac{1}{\pi}\frac{1}{\sqrt{\gamma - a^2}} \times$$

$$\times\sum_{k=2}^{\infty}\frac{(\gamma - a^2)^k}{k!}\int_0^{\alpha}\xi^{k-3/2}\underline{\gamma}\left[3/2;\xi(\zeta - a^2)\right]d\xi \,. \quad (49)$$

Из (47) и (48) следуют оценки

$$J^1(\gamma,\zeta) \sim \gamma^{-1/2},\ J^2(\gamma,\zeta) \sim \gamma^{-1/2},$$

при $\gamma \to \infty$

$$J^1(\gamma,\zeta) \sim 1,\ J^2(\gamma,\zeta) \sim 1, \text{ при } \zeta \to \infty \,. \quad (50)$$

Введем обозначение

$$J^{\infty}(\gamma,\zeta;\alpha) = \lim_{b\to\infty} J(\gamma,\zeta;\alpha). \quad (51)$$

Учитывая соотношения (45)–(50), и (41), получим, что при $\gamma \to \infty$ порядок затухания интеграла $J^{\infty}(\gamma,\zeta;\alpha)$ не менее порядка степенного затухания интеграла $I^{\infty}(\gamma,\alpha)$, т.е.

$$J^{\infty}(\gamma,\zeta;\alpha) \sim \frac{1}{\gamma^{3/2+\varepsilon}},\ \gamma \to \infty,\ \varepsilon \ge 0. \quad (52)$$

Из (3.83)–(3.86) с учетом (3.76) следует

$$J^{\infty}(\gamma,\zeta;\alpha) \sim \frac{1}{(\gamma - a^2)^{1/2}},\ \gamma \to a^2. \quad (53)$$

Из (3.77) с учетом (3.82)–(3.87) следует

$$J^{\infty}(\gamma,\zeta;\alpha) \sim \zeta^{1/2} \text{ при } \zeta \to \infty. \quad (54)$$

Из оценок (52) и (53) следует $L_2(\gamma,\zeta) \to 0$ при $b \to \infty$

$$\lim_{b\to\infty} L_2(\gamma,\zeta) = J_{\infty}^{\infty}\lim_{b\to\infty}\frac{1}{\zeta^{1/2}}\frac{b}{2K(h)}\frac{1}{\kappa(\gamma)} = 0 \,. (55)$$

Интегральное уравнение (6) при условии $\alpha_1,\alpha_2 > 0$, $w_0 = 0$, $b \to \infty$ приведено к уравнению с квадратично нормируемым ядром и правой частью в пространстве изображений Лапласа

$$\psi_{\infty}(\gamma,p) + \eta p\int_{a^2}^{\infty} L^{\infty}(\gamma,\zeta)\psi_{\infty}(\zeta,p)d\zeta = R_{\infty}(\gamma,p),$$

$$a^2 < \gamma < \infty, \quad (56)$$

где

$$\psi_{\infty}(\gamma,p) = \gamma^{-1/2}(\gamma - a^2)^{-\varepsilon_0}\psi(\gamma,p),$$

$$0 < \varepsilon_0 < 1/4, \quad (57)$$

$$R_{\infty}(\gamma,p) = -(\gamma - a^2)^{\varepsilon_0}\gamma^{1/2}\frac{q}{p}I^{\infty}(\gamma,\alpha_1), \quad (58)$$

$$L^{\infty}(\gamma,\zeta) = \frac{(\gamma - a^2)^{\varepsilon_0}\gamma^{1/2}}{(\zeta - a^2)^{\varepsilon_0}\zeta^{1/2}}\frac{1}{\zeta^{1/2}}J^{\infty}(\gamma,\zeta;\alpha_2). \quad (59)$$

Перемещения на трещине имеют вид

$$w(x,0,p) = \frac{1}{2}\int_{a^2}^{\infty}(\gamma - a^2)^{\varepsilon_0}\psi_{\infty}(\gamma,p)d\gamma \,. \quad (60)$$

Значения напряжений $\tau_{xz}(x,y,p)$ при $y = 0$ имеют вид

$$\tau_{xz}(x,0,p) = -(x^2 - a^2)^{\varepsilon_0}x\psi(x^2,p). \quad (61)$$

Уравнение (56) может быть решено численными методами [6, 7].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. М.: Мир, 1985. 730 с.
2. *Черепанов Г.П.* Об одном механизме развития разломов в твердой оболочке Земли // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1984. №9. С. 3-12.
3. *Ержанов Ж.С., Ким А.С.* О механизме нестационарных процессов в очаге землетрясения // Прогноз землетрясений. Душанбе; Алма-Ата, 1982. №2. С. 79-93.
4. *Ким А.С.* Асейсмическое скольжение вдоль разлома в породном массиве перед разрушением // Сб. тр. Международ. конф. «Геодинамика и напряженное состояние недр Земли». Новосибирск, 2003. С. 141-144.
5. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Таблицы интегральных преобразований. М.: Наука, 1969. Т. 1. 343 с.
6. *Михлин С.Г., Смолицкий Х.Л.* Приближенные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений. М.: Наука, 1965. 384 с.
7. *Крылов В.И., Скобля Н.С.* Справочная книга по численному обращению преобразования Лапласа. М.: Наука, 1968. 296 с.

Резюме

Ығысу кернеуі әсерінен зақымдалған тектоникалық жарық аймағындағы кернеу эволюциясы механизмінің математикалық үлгісі қарастырылған. Қойылған бастапқышектік есеп интегралдық түрлендіру әдісімен Лаплас бейнесіндегі Фредгольмның екінші түрдегі теңдеуіне келтірілген. Интегралдық теңдеудің шешімі арқылы орын ауыстыру мен кернеуді анықтайтын есептеу формулалары берілді.

Summary

Using mathematics modeling methods we studied stress-strain evolution on the block structure boundary in the tectonic fracture zone. The initial boundary problem is transformed to Fredholm's equation of the second kind according to Laplace transform. With the help of analytically-numeric methods, we have got the solution of integral equation, on the base of which was investigated a concentration of stresses and slow motion in the viscosity-elastic break zone.

УДК 539.3; 550.348

Поступила 2.02.07г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Пралиев К.Д., Ю В.К.* Синтетические методы функционализации С- и N-замещенных 4-оксопиперидинов, новые фармакологически активные соединения // Хим. журн. Казахстана. 2005. № 4. С. 186-207.

2. *Азербаев И.Н.* Химия производных ацетилена. Алма-Ата: Наука, 1974. 224 с.

3. *Басымбеков М.Б., Ержанов К.Б.* Өсімдік өсуін ретеуіштер химиясы. Алматы: Қайнар, 1995. 208 б.

4. *Жубанов Б.А., Умерзакова М.Б., Мейірова Г.* и др. Новый биоактивный полимер на основе сополимера малеинового ангидрида с акриловой кислотой и его влияние на рост и развитие аридных культур // Изв. НАН РК. Сер. хим. 2005. № 6. С. 86-93.

5. *Мейрова Г., Умерзакова М.Б., Мухамедова Р.Ф., Жубанов Б.А.* Определение степени иммобилизации биологически активных веществ на сополимеры малеинового ангидрида // Вестн. КазНУ. Сер. хим. 2003. № 3(31). С. 231-234.

Резюме

1,2,5-үшметил-4-ацетинилпиперидол-4-тің g- және b-изомерлерінің стирол мен малеин ангидриді сополимеріне иммобилилдеу процесінің жүйелі зерттеуі жүргізілді. Синтездің оңтайлы жағдайлары анықталды. g-изомері зерттелген реакцияда b-изомеріне қарағанда белсенді екені көрсетілді.

Summary

The complex investigation of the immobilization process of г- and в-isomers 1,2,5-trimethyl-4-acetynilpiperidole-4 at the copolymer of styrene and maleic anhydride have been carried out. The optimal conditions of synthesis were determined. It was established that γ-isomer in studied reaction is more active than β-isomer.

УДК 541.64+547.46(8+47)

Институт химических наук им. А. Б. Бектурова МОН РК, г. Алматы

Поступила 3.03.07г.