

Література

1. Тикшаев В. В. Электромагнитная разведка повышенной разрешенности методом становления поля с пространственным накоплением. – М.: Недра, 1989. – 176 с.

2. Светов Б.С., Агеев В.В., Лебедева Н.А. Полярность горных пород и феномен высоторазрешающей электроразведки // Геофизика. – 1996. – № 4. – С.42-52.

3. Каменецкий Ф. М. Высоторазрешающая электроразведка: факт или реклама? // Геофизика. – 1999. – № 1. – С. 41-44.

4. Шуман В.Н. Переходные электромагнитные процессы в расширенном временном интервале: физико-механические модели и особенности // Геофизический журнал. – 2001. – № 1. – С. 3-21.

5. Сапужак Я.С., Шамотко В.И., Кравченко В.П. Геоэлектрические модели и методы исследования структур Запада Украины. – К.: Наукова думка, 1990. – 188 с.

6. Дешиця С. А. Модельні засоби синтезу електромагнітних образів неоднорідних геосередовищ. – Львів, 1993 (Препр. / НАН України, ІПП ММ, № 16 – 93).

УДК 622.24.058

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ НАПРУЖЕНОГО СТАНУ ІНДИКАТОРА ВІД ПАРАМЕТРІВ ЙОГО ЗОНИ КОНТАКТУ З НІПЕЛЕМ РІЗЬБОВОГО З'ЄДНАННЯ

М.В.Лисканич, А.П.Джус

ІФНТУНГ, 76019, Івано-Франківськ, вул. Карпатська, 15, тел. (03422) 44277,
e-mail: public@ifdtung.if.ua

Проведены аналитические исследования, которые указывают на то, что зону контакта нипеля замкового резьбового соединения с индикатором, при условии, что контакт происходит по всей внешней поверхности индикатора, можно разместить в любом его поперечном разрезе. Учитывая особенности деформации нипеля при свинчивании резьбового соединения, контактную поверхность рекомендуется выполнять в разрезах, размещенных на расстоянии 45...55 мм от упорного выступа нипеля до торца основания его меньшего конуса.

Conducted analytical studies indicate that the contact area of tool screwed joint nipple with indicator, provided that the contact is realized on the whole external surfaces of indicator, is quite to place it in any its cross-section. Taking into account the particularities of deforming a nipple under screwing – in the screwing join, the contact surface is recommended to perform in sections, situated at the distance of 45...55 mm from the friction edge of nipple to the base face of its smaller cone.

В роботі [1] доведено, що в індикаторах, які є тонкостінними оболонками і вмонтовані в ніпель із локальною зоною контакту в середніх перерізах індикатора та зазором по решті довжини, виникають напруження, які відповідають номінальним напругам в небезпечному перерізі замкового різьбового з'єднання. З метою визначення оптимальних конструктивних параметрів таких індикаторів дослідимо вплив величини кута зони контакту, а також місця її розташування по довжині індикатора на його напружений стан.

В ході проведення дослідження напруженого стану індикаторів за наявності зазора в парі ніпель-індикатор зробимо припущення, що контакт між ніпелем і індикатором відбувається по дузі кола в конкретному поперечному перерізі, а між рештою поверхні індикатора та ніпелем існує зазор. Введення цього допущення суттєво спрощує задачу, роблячи її одномірною. При цьому будемо вважати також індикатор нескінченно довгою круговою циліндричною оболонкою, яка в певній площині поперечного перерізу стискається двома однаковими

тілами з гострою і абсолютно жорсткою кромкою радіусом R_1 . При цьому радіус R_1 мало відрізняється від зовнішнього радіуса оболонки R_0 . Це припущення дасть підстави вважати, що в зоні контакту ніпеля з індикатором в останньому присутні малі деформації і, таким чином, буде справедлива лінійна теорія оболонок. Реакцію ніпеля вважатимемо нормальною до поверхні оболонки, тертям в зоні контакту знехтуємо. Будемо вважати, що кожне жорстке тіло притискається до оболонки силою P/m , де m – число ідеалізованих тіл по периметру контакту, яке в нашому випадку приймаємо рівним $m=2$.

Вихідне рівняння отримаємо з умови щільного прилягання оболонки до ніпеля в зоні контакту, яке ототожнюється з умовою, що зміна кривизни серединної поверхні оболонки по колу H_2 в зоні контакту рівна

$$H_2 = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0}. \quad (1)$$

Зміна кривизни H_2 вважається додатною, якщо радіус оболонки R_0 в процесі деформації

зменшується. Нормальну реакцію, діючу зі сторони ніпеля на оболонку, позначимо через q і будемо вважати додатною, якщо вона направлена до поздовжньої осі оболонки.

Для отримання вихідного інтегрального рівняння необхідно виразити величину H_2 лінії контакту оболонки через реакцію q і підставити в ліву частину умови (1). Для цього припустимо, що на дільниці $0 \leq \varphi \leq \theta$ дуги кола на оболонку діють довільні погонні зусилля q , направлені в середину оболонки. Відлік поздовжньої координати ξ вестимо від лінії навантаження.

Зміну кривизни H_2 серединної поверхні оболонки в коловому напрямі на лінії $\xi=0$ від навантаження q визначається за формулою [2]

$$H_2 = -\frac{2(1-\nu)}{EhR} \int_{-\theta}^{\theta} H_{23} \Phi(0, \varphi - \varphi_1) q d\varphi_1. \quad (2)$$

де: E, ν, h, R – відповідно модуль пружності, коефіцієнт Пуассона, товщина індикатора та радіус його серединної поверхні; Φ – деяка невідома скалярна функція.

Диференціальний оператор H_{23} , що входить під знак інтеграла, для неологої оболонки в практичних розрахунках визначатиметься за формулою [2]

$$H_{23} = -\frac{1-\nu}{2a^2} \left\{ \frac{\partial^2 \nabla^4}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \left[(2+\nu) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \right\}. \quad (3)$$

$$\text{де: } a^2 = \frac{h^2}{12R^2}; \quad \nabla^4 = \nabla^2 \nabla^2; \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}.$$

Будемо шукати періодичний за коловою координатою φ фундаментальний розв'язок рівняння рівноваги перемішень пари ніпель-індикатор у вигляді розв'язуючої функції Гріна для нескінченно довгих циліндричних оболонок [2].

В результаті проведених перетворень і з врахуванням, що в нашому випадку реакції, діючі на m однакових ділянок, рівні, отримаємо функцію Гріна

$$H_{23} \Phi(0, \varphi - \varphi_1) = \frac{1-\nu}{8\pi a^2} \times \left[-\ell n \left| 2 \sin \frac{m(\varphi - \varphi_1)}{2} \right| + m \sum_{n=m, 2m}^{\infty} \frac{b_n - 1}{n} \cos(\varphi - \varphi_1) \right]. \quad (4)$$

Якщо підставити дану функцію Гріна (4) у вираз (2) та скористатись умовою контакту (1), отримаємо вихідне інтегральне рівняння

$$\int_{-\beta}^{\beta} \ln \left| 2 \sin \frac{\alpha - \alpha_0}{2} \right| q d\alpha_0 = \int_{-\beta}^{\beta} \kappa (\alpha - \alpha_1) q d\alpha_1 - m\omega_0; \quad (5)$$

$$-\beta < \alpha < \beta.$$

Тут:

$$K \cdot (\alpha - \alpha_1) = \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{b_{\kappa} - 1}{\kappa} \cos \kappa (\alpha - \alpha_1), \quad (n = \kappa m);$$

$$\omega_0 = \frac{4\pi E h q_0^2}{1 - \nu^2} \left(1 - \frac{R_0}{R} \right); \quad q_0^2 = \frac{h^2}{12 R R_0};$$

$$\alpha = m\varphi; \quad \beta = m\theta.$$

Крім рівняння (5), повинна виконуватися умова рівноваги зусиль, прикладених до кожного твердого тіла, – умова рівності головного вектора q і зовнішньої сили P/m

$$\int_{-\theta}^{\theta} q \cos \varphi d\varphi = \frac{P}{mR} \quad \text{або} \quad \int_{-\beta}^{\beta} q \cos \frac{\alpha}{m} d\alpha = \frac{P}{R}. \quad (6)$$

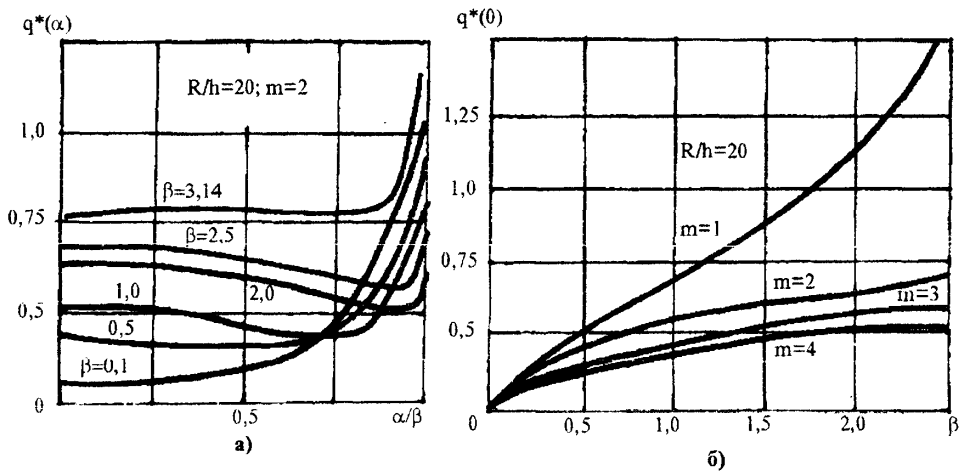
Перевтіливши отримані інтегральні рівняння в рівняння Фредгольмана другого роду і провівши цілий ряд перетворень, отримаємо алгоритм розв'язку поставленої задачі. Провівши за ним числові розрахунки на комп'ютері, отримаємо дані для відображення необхідних залежностей.

Характер зміни безрозмірної реакції q^* від центрального кута φ зображений на рис. 1, а для індикатора з параметром $R/h=20$, що стискається ніпелем, який імітується двома жорсткими тілами ($m=2$) при різних величинах зони контакту β . Причому, виходячи з умови, що $m=2$, максимальна зона контакту може бути $\beta=\pi=3,14$. Аналогічний вигляд матимуть залежності при інших параметрах m і R/h .

Зміна параметра реакції q^* в центрі зони контакту (при $\alpha=m\varphi=0$) залежно від β при різних значеннях m показана на рис. 1, б, а при різних товщинах стінки індикатора – на рис. 2, а. На рис. 2, б показаний приклад зміни характеру зовнішньої сили P^* , прикладеної до ніпеля замкового з'єднання в залежності від β .

Проведені аналітичні розрахунки показують, що зусилля взаємодії між ніпелем і індикатором в напрямі зміни колової координати φ буде більше при максимальній зоні контакту і мінімальному числі жорстких тіл, що забезпечують контакт. Таким чином, в ідеалі контакт між ніпелем і індикатором повинен забезпечуватися по безперервній коловій поверхні. При зоні контакту $\beta \geq 2$ товщина індикатора мало впливає на величину зусилля контакту, але викликає різний напружений стан в поперечних перерізах тіла індикатора (див. рис. 2, б). Так, чим жорсткіший індикатор, тим більше зусилля буде в ньому при тих самих контактних деформаціях, але за умови, що його розміри не виходять за межі тонкої оболонки. При цьому напруження в тілі індикатора ростимуть зі збільшенням величини колового кута контакту β і при $\beta=\pi$ досягатимуть максимального значення.

Дослідимо тепер, як впливатиме на напружений стан індикатора місце розташування контактної колової лінії відносно вільного кінця індикатора. Для цього розглянемо попередню задачу, але для вільно опертої на торці $\xi=0$ напівнескінченної кругової циліндричної оболонки. Схема задачі для випадку двох жорстких тіл зображена на рис. 3.



а – в зоні контакту при різних величинах зон контакту $\beta = m\theta$; б – в центрі зони контакту $\alpha = m\varphi = 0$ залежно від величини зони β при різному числі жорстких тіл m (що імітують ніпель)
Рисунок 1 – Зміна безрозмірної реакції $q = q(\alpha)R\beta/P$

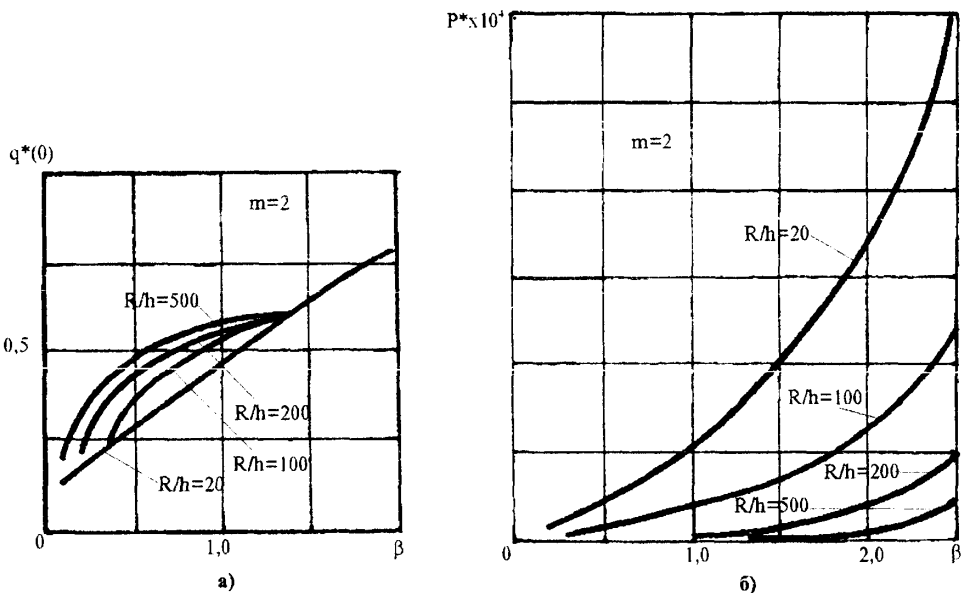


Рисунок 2 – Зміна безрозмірної реакції $q^* = q(0)R\beta/P$ в центрі зони контакту $\alpha = 0$ (а) і безрозмірних сил $P^* = P/EhR$, що стискають ніпель залежно від величини зони контакту β та параметра R/h (R – радіус, h – товщина індикатора)

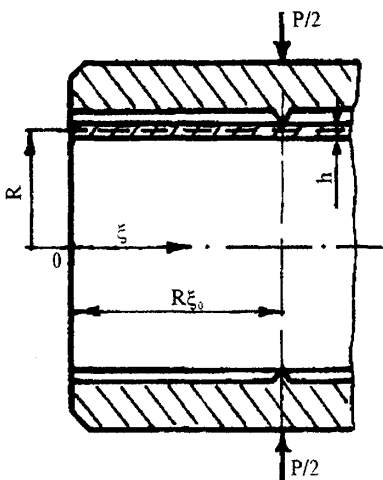


Рисунок 3 – Схема навантаження індикатора по дугах кола поперечного перерізу біля вільного кінця

Вихідною умовою для отримання дозволяючого рівняння також вважаємо умову (1). Функція Гріна для вільно опертої на торці $\xi = 0$ напівнескінченної оболонки у випадку радіального навантаження має вигляд [2]

$$\Psi_1(\xi, \xi_0, \varphi, \varphi_0) = \Phi(\xi - \xi_0; \varphi - \varphi_0) - \Phi(\xi + \xi_0; \varphi - \varphi_0), \quad (7)$$

де Φ – функція Гріна для нескінченно довгої циліндричної оболонки.

Зміна кривизни оболонки в коловому напрямі під абсолютно твердим тілом визначається за формулою, аналогічною формулі (2)

$$H_2 = -\frac{2(1-\nu)}{EhR} \times \quad (8)$$

$$\times \int_{-\beta}^{\beta} [H_{23}\Phi(0; \varphi - \varphi_1) - H_{23}\Phi(2\xi_0; \varphi - \varphi_1)] q d\varphi_1.$$

Функція $H_{23}\Phi(0; \varphi - \varphi_1)$ з виділеною в явному вигляді головною частиною знаходиться за формулою (4). Функція $H_{23}\Phi(2\xi_0; \varphi - \varphi_1)$ визначається аналогічно. Використавши функцію Гріна та оператор (3) і виконавши ряд перетворень, отримаємо

$$H_{23}\Phi(2\xi_0; \varphi - \varphi_0) = \frac{(1-V)m}{8\pi a^2} \sum_{n=m_1}^{\infty} \frac{b_n(2\xi_0)}{2m} \frac{1}{n} \cos n(\varphi - \varphi_1). \quad (9)$$

Провівши після цього ряд перетворень, спираючись на умову (1) та з врахуванням (8), отримаємо таке інтегральне рівняння:

$$\int_{-\beta}^{\beta} \ln \left| 2 \sin \frac{\alpha - \alpha_0}{2} \right| q d\alpha_0 = \int_{-\beta}^{\beta} [\kappa(\alpha - \alpha_1) - \kappa_1(\alpha - \alpha_1)] q d\alpha_1 - m\omega_0. \quad (10)$$

Рівняння (10) розв'язуємо чисельним методом, описаним, наприклад, в [2]. Замінивши змінні α на t ,

$$\alpha = \beta t, \quad (11)$$

розв'язок рівняння (10), використавши поліном Чебишева першого роду $T_s(t)$, запишемо у вигляді

$$q = \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \sum_{s=0}^N C_s T_s(t). \quad (12)$$

Тоді, застосувавши метод Бубнова [2], можна це рівняння переписати у вигляді

$$q = \frac{m\omega_0}{\pi\beta\sqrt{1-t^2}} \sum_{s=0}^N X_s T_s(t), \quad (13)$$

де коефіцієнти X_s визначаються шляхом розв'язання системи

$$a_j X_j + \sum_{s=0}^N a_{js} X_s = \begin{cases} 1 & \text{при } j=0 \\ 0 & \text{при } j \neq 0 \end{cases} \quad j = \overline{0, N}. \quad (14)$$

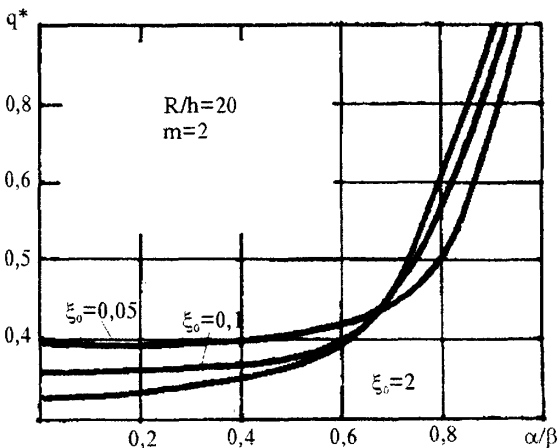


Рисунок 4 – Зміна безрозмірної реакції $q^*=qR\beta/P$ по довжині зони контакту при $\beta=0,1$

Після розв'язання системи (14) реакцію можна визначити за формулою (13), а зв'язок між величиною зони контакту β і силою P , прикладеною до ніпеля, визначимо з умови (6), яку з врахуванням (13) і (11) запишемо у вигляді

$$\frac{P}{R} = \frac{m\omega_0}{\pi} \sum_{s=0}^N X_s \int_{-1}^1 \frac{T_s(t)}{\sqrt{1-t^2}} \cdot \cos \frac{\beta t}{m} dt. \quad (15)$$

В загальному випадку інтеграл (15) обчислюють за формулою Мелера.

Запишемо формули для безрозмірної сили P^* і реакції q^* , скориставшись виразами (13), (15)

$$q^*(t) = \frac{m\omega^*}{\pi P^*} \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \sum_{s=0}^N X_s \cdot T_s(t); \quad (16)$$

$$P^* = \frac{m\omega^*}{N_1} \sum_{s=0}^N \sum_{k=1}^{N_1} X_s T_s(t_k) \cos \frac{\beta t_k}{m}; \quad (17)$$

$$\omega^* = \frac{4\pi q_0^2}{1-\nu^2} \left(1 - \frac{R_0}{R_1} \right); \quad q_0^2 = \frac{h_2}{12RR_0}. \quad (18)$$

Проведені необхідні обчислення проілюстровані відповідними графіками.

Характер зміни зусилля взаємодії ніпеля і індикатора по довжині зони контакту ілюструють графіки на рис. 4. Криві відповідають різним значенням відносної відстані ξ_0 від лінії контакту з ніпелем до вільного торця індикатора. З рис. 4 бачимо, що для малих зон контакту близькість торця практично не впливає на характер розподілу реакції. Із збільшенням зони контакту вплив торця розповсюджується далше в глибину індикатора. Крім того, з рисунків бачимо, що коли величина зони контакту дуже мала (наприклад, $\xi_0=0,1$ на рис. 5), реакція монотонно зростає від центра зони контакту до кінця.

Для великих зон контакту, при $\beta \rightarrow \beta_{\max} = \pi$ реакція спочатку зменшується при русі від центра зони контакту до краю, а потім зростає теоретично до нескінченності. Причому, чим ближче лінія контакту до вільного торця $\xi_0 \leq 0,1$, тим нерівномірність розподілу реакції по

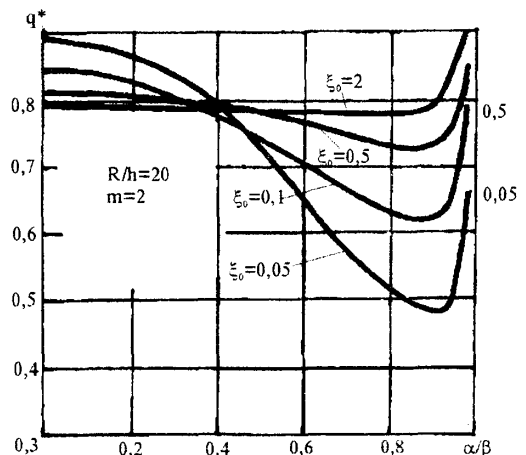


Рисунок 5 – Зміна безрозмірної реакції $q^*=qR\beta/P$ по довжині зони контакту при $\beta=\pi$

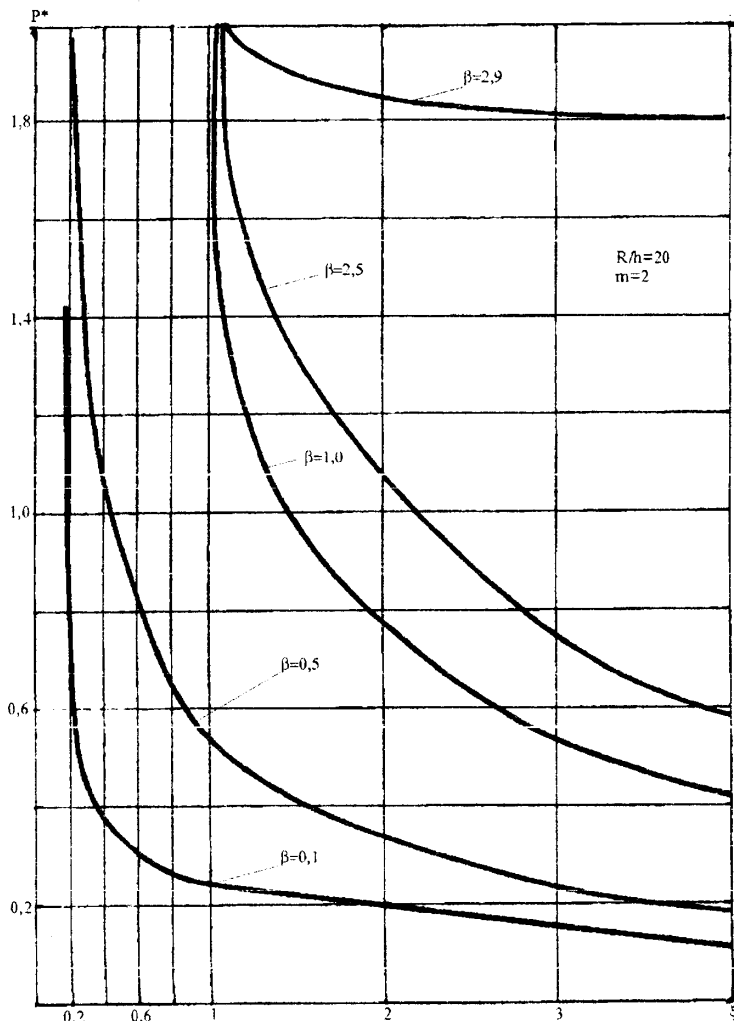


Рисунок 6 – Зміна параметра навантаження $P^*=P \cdot 10^9 / EhR\beta$, прикладеного до ніпеля залежно від відстані ξ_0 до вільного торця індикатора

довжині зони контакту помітніша. При розташуванні ліній контакту за межею $\xi_0 \geq 0,1$ реакція контакту ніпеля і індикатора вирівнюється і стабілізується по довжині контакту. Таким чином, швидкість зміни реакції тим більша, чим ближче вільний торець індикатора до зони контакту.

Зміна безрозмірного параметра навантаження $P^*=P \cdot 10^9 / EhR\beta$ для різних значень ξ_0 і β показана на рис. 6, з якого бачимо, що при малих зонах контакту β значення P^* практично не залежить від ξ_0 за винятком випадків дуже малих значень ξ_0 , коли зона контакту знаходиться безпосередньо близько від торця індикатора, тобто при $\xi_0 \leq 1$. При збільшенні зони контакту β вплив торця розповсюджується в глибину індикатора, а при β , близьких до максимального значення, тобто при $\beta \approx \pi$, P^* теж практично не залежить від ξ_0 . Тобто, враховуючи розміри індикаторів замкових різьбових з'єднань обв'язаних бурильних труб, сприйняття ними навантажень, що діють на різьбу при $\beta \leq 0,1$ і $\beta \approx \pi$, теоретично не залежить від розташування по довжині індикатора зони контакту між ним і ніпелем.

Таким чином проведені аналітичні дослідження вказують на те, що зону контакту ніпеля

з індикатором за умови, що контакт відбувається по всьому діаметру зовнішньої поверхні індикатора, не змінюючи його напруженого стану, теоретично можна розмістити в будь-якому поперечному перерізі індикатора, але практично, враховуючи характер пружної деформації внутрішньої поверхні ніпеля при згинненні замкового різьбового з'єднання оптимальними крутними моментами, контактну поверхню рекомендується виконувати в зоні між поперечним перерізом, розташованим на відстані 45...55 мм від упорного торця ніпеля до торця основи його меншого конуса.

Література

1. Лисканич М.В., Джус А.П. Визначення умов кріплення та розмірів індикаторів накопичення втомних пошкоджень // Розвідка і розробка нафтових і газових родовищ. Державний міжвідомчий науково-технічний збірник. – Івано-Франківськ.: ІФДТУНГ, 2001. – №38 (том 2). – С.153-156.
2. Григолюк Є.И., Толкачев В.М. Контактные задачи теории пластин и оболочек. – М.: Машиностроение, 1980. – 411 с.