ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA
ДОКЛАДЫ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ REPORTS

Հատոր Том Volume 113 2013 № 3

МЕХАНИКА

УДК 534.11

Член-корреспондент НАН РА С. М. Оганесян

Постановка задач о распространении упругих волн чистого изгиба и изгиба при поперечных колебаниях однородного консольного стержня

(Представлено 21/XI 2012)

Ключевые слова: *консольная балка, волна чистого изгиба и изгиба, стержень, сосредоточенные массы.*

1. Введение. Проблема актуализации карт сейсмического районирования и микрорайонирования. Исследования, проведенные после Спитакского землетрясения 7 декабря 1988 г. и Великого японского землетрясения 11 марта 2011 г., показали [1-7], что одной из основных проблем инженерной сейсмологии, сейсмического районирования (СР) и микрорайонирования (СМР), сейсмостойкого строительства остается вопрос повышения на картах СР и СМР исходных величин сейсмических ускорений (ВСУ) до $0.7 \div 0.8 \div 1.0\ g$ (g – ускорение свободного падения) для средних грунтов. Увеличение ВСУ для средних грунтов до $0.7 \div 0.8 \div 1.0\ g$ на картах СР и СМР приводит к увеличению в два раза инерционных сейсмических сил, действующих при землетрясении на здания и сооружения. Как следствие этого при проектировании повышаются расчетные силы, что в конечном счете приводит к резкому повышению стоимости возводимых зданий и сооружений. Поэтому возникает необходимость разработки таких расчетных схем колебаний зданий и сооружений (новой теории сейсмостойкости), в которых учитываются огромные величины сейсмических ускорений, наблюдаемые в действии-тельности. Впервые этот вопрос поднимается в последней статье акад. А.Г. Назарова [8].

2. Известно [9,10], что в теории сейсмостойкости колебание невесомого стержня, закрепленного в основании, с одной или n сосредоточенными массами рассматривается как исходная расчетная схема. Направим ось x по направлению стержня так, чтобы начало оси x совпало с основанием стержня. Дополним расчетную схему фиксированными реперами, нанесенные в виде отрезков на массах $m_i,\ i=\overline{1,n}$. Направление реперов в недеформируемом состоянии стержня совпадает с

направлением его оси. При помощи реперов определяются углы поворотов $\varphi_i(t)$ масс $m_i,\ i=\overline{1,n},$ при деформации изгиба стержня.

Обозначим через $\overline{l}_i,\ i=\overline{2,n},$ расстояние между массами m_i и $m_{i\text{-}1}$, а $\overline{l}_1$ – массой m_1 и основанием стержня.

При помощи предельного перехода в системе дифференциальных уравнений (5) впервые получена новая система дифференциальных уравнений в частных производных для описания распространения упругой волны чистого изгиба и изгиба в консольном однородном стержне постоянного поперечного сечения *S*.

3. Расчетную схему колебания невесомого стержня с n сосредоточенными массами $m_i,\ i=\overline{1,n},$ заделанного в основании, называют также одномерной линейной цепочкой (ОЛЦ).

В работе [11] при $n=1$, т.е. линейному осциллятору (ЛО), введены следующие определения.

Определение 1. *Переменная точка относительно которой масса m ЛО совершает "кажущееся" вращательное движение при колебании, назовем мгновенным центром вращения (МЦВ).*

Определение 2. *Момент инерции массы m при колебании ЛО относительно МЦВ назовем мгновенным* $I_{мн}$ *(ММИ).*

Показано [11], что расстояние $l_{мн}$ между МЦВ и сосредоточенной массой *m* при колебании ЛО остается постоянной величиной.

Следуя работе А.Назарова [9], введем

Определение 3. *Постоянное расстояние* $l_{мн}$ *и мгновенный момент инерции* $I_{мн}$ *при колебании ЛО назовем приведенными, т.е.* $l_{пр}=l_{мн}$ *и* $I_{пр}=I_{мн}$.

Уравнение вынужденных колебаний ЛО при внешнем воздействии в виде момента силы имеет вид [11]

$$I_{пр}\ddot{\varphi}+\overline{k}\,\varphi=M(t), \tag{1}$$

где $I_{пр}=m\,l_{пр}^2$, $\overline{k}$ – жесткость стержня в углах изгиба φ,

$$\frac{\overline{k}}{I_{пр}}=\omega_0^2. \tag{2}$$

Однородное уравнение, соответствующее равенству (1), имеет вид

$$I_{пр}\ddot{\varphi}+\overline{k}\,\varphi=0. \tag{3}$$

Известно, что система уравнений свободных колебаний ОЛЦ с n сосредоточенными массами $m_i,\ i=\overline{1,n},$ в перемещениях имеет вид [9,10]

$$
\begin{cases}
x_1 = -m_1\ddot{x}_1\overline{\delta}_{11} - m_2\ddot{x}_2\overline{\delta}_{12} - \ldots - m_n\ddot{x}_n\overline{\delta}_{1n}, \\
x_2 = -m_1\ddot{x}_1\overline{\delta}_{21} - m_2\ddot{x}_2\overline{\delta}_{22} - \ldots - m_n\ddot{x}_n\overline{\delta}_{2n}, \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\
x_i = -m_1\ddot{x}_1\overline{\delta}_{i1} - m_2\ddot{x}_2\overline{\delta}_{i2} - \ldots - m_n\ddot{x}_n\overline{\delta}_{in}, \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\
x_n = -m_1\ddot{x}_1\overline{\delta}_{n1} - m_2\ddot{x}_2\overline{\delta}_{n2} - \ldots - m_n\ddot{x}_n\overline{\delta}_{nn},
\end{cases} \tag{4}
$$

где $x_i,\ i=\overline{1,n}$ – горизонтальные перемещения массы m от положения равновесия, $\overline{\delta}_{ij}$ – перемещение в точке i от единичной силы, приложенной к точке j (коэффициент влияния или податливости).

Понятия МЦВ, ММИ и приведенной длины аналогично определениям 1-3 распространим на каждую массу $m_i,\ i=\overline{1,n}$, ОЛЦ.

По аналогии с уравнением (1) моменты силы инерции, развиваемые массами m_i, будут - $I_i\ddot{\varphi}_i = -m_i l_i^2 \ddot{\varphi}_i$, где l_i – i-я приведенная длина для массы m_i, которая является постоянной величиной.

Система уравнений колебаний ОЛЦ в углах изгиба имеет вид

$$
\begin{cases}
\varphi_1 = -I_1\ddot{\varphi}_1\delta_{11} - I_2\ddot{\varphi}_2\delta_{12} - \ldots - I_n\ddot{\varphi}_n\delta_{1n}, \\
\varphi_2 = -I_1\ddot{\varphi}_1\delta_{21} - I_2\ddot{\varphi}_2\delta_{22} - \ldots - I_n\ddot{\varphi}_n\delta_{2n}, \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\
\varphi_i = -I_1\ddot{\varphi}_1\delta_{i1} - I_2\ddot{\varphi}_2\delta_{i2} - \ldots - I_n\ddot{\varphi}_n\delta_{in}, \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\
\varphi_n = -I_1\ddot{\varphi}_1\delta_{n1} - I_2\ddot{\varphi}_2\delta_{n2} - \ldots - I_n\ddot{\varphi}_n\delta_{nn},
\end{cases} \tag{5}
$$

где δ_{ik} – угол изгиба в точке i, вызванной единичным моментом силы, приложенной к точке k.

Приведенные длины $l_i,\ i=\overline{1,n}$, выбираются таким образом, чтобы частоты собственных колебаний системы уравнений (5) совпадали с частотами собственных колебаний системы (4). Значения $l_i,\ i=\overline{1,n}$, определяются единственным образом, так как задача Коши для системы уравнений (5) имеет единственное решение.

Если в системе дифференциальных уравнений (5) для единичных углов изгиба δ_{ik} (коэффициент податливости) принять, что

$$
\begin{cases}
\delta_{11} = \delta_{12} = \delta_{13} = \ldots = \delta_{1n}, \\
\delta_{22} = \delta_{23} = \ldots = \delta_{2n}, \\
\ldots\ldots\ldots\ldots, \\
\delta_{n-1n} = \delta_{nn},
\end{cases} \tag{6}
$$

то она при помощи преобразований [10] сведется к системе уравнений

$$
\begin{cases}
I_1\ddot{\varphi}_1 + a_1\varphi_1 - a_2\left(\varphi_2 - \varphi_1\right) = 0, \\
I_2\ddot{\varphi}_2 + a_2\left(\varphi_2 - \varphi_1\right) - a_3\left(\varphi_3 - \varphi_2\right) = 0, \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\
I_i\ddot{\varphi}_i + a_i\left(\varphi_i - \varphi_{i-1}\right) - a_{i+1}\left(\varphi_{i+1} - \varphi_i\right) = 0, \\
\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\
I_{n\text{-}1}\ddot{\varphi}_{n-1} + a_{n-1}\left(\varphi_{n-1} - \varphi_{n-2}\right) - a_n\left(\varphi_n - \varphi_{n-1}\right) = 0, \\
I_n\ddot{\varphi}_n + a_n\left(\varphi_n - \varphi_{n-1}\right) = 0,
\end{cases} \tag{7}
$$

где a_i, $i = \overline{1,n}$ – коэффициенты жесткости в узле *i*, когда относительный поворот углов $\varphi_i - \varphi_{i-1} = 1$.

Замечание 1. Дополнительное условие (6) выполняется с высокой точностью, если отношение максимума расстояния между массами $\overline{l}_i, i = \overline{1,n},$ к длине всего стержня *l* во много раз меньше 1. Действительно, для однородного консольного стержня постоянного сечения при приложении в любой точке $0 \le x_0 \le 1$ постоянного момента силы М для точек $x_0 < x < 1$ углы поворота φ равны [12].

Система уравнений (7) позволяет при помощи предельного перехода получить уравнения распространения упругой волны изгиба при поперечных колебаниях однородного консольного стержня длины l с постоянным поперечным сечением площадью *S*.

4. **Постановка задач.** Осуществим предельный переход в системе уравнений (7) для $\overline{l}_i = \overline{l}$, $m_i = m,$ $a_i = a$, $i = \overline{1,n}$, так, чтобы при $n \to \infty$ расстояние между массами $\overline{l} \to 0$, а общая длина стержня *l* оставалась постоянной. При осуществлении предельного перехода основным является вопрос, к каким предельным значениям стремятся приведенные длины $l_i, i = \overline{1,n},$ при колебании консольного стержня? Очевидно, что приведенные длины для элементарной площадки Δx в точке x однородного консольного стержня также постоянны.

Обобщение многолетнего опыта решения поставленной в работе задачи в Институте геофизики и инженерной сейсмологии им. А.Назарова НАН РА [13-19] привело к выводу, что особо важное значение имеют рассмотрение задачи кинематического возбуждения консольного стержня в точке $x = 0$ по закону $\varphi(0,t) = \varphi_1(t)$ в момент времени $t = 0 + 0$ и замечание 1 при $x_0 \to 0$, так как из них следует, что значения приведенных длин $l_{np}(x)$ для элемента Δx в точке x равны значению *x*, т.е. $l_{np}(x) = x,$ $0 \le x \le 1$.

Осуществив предельный переход в системе уравнений (7), получим дифференциальное уравнение смешанного типа [11]

$$\rho S x^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - EI \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \quad 0 \le x \le 1, \tag{8}$$

где ρ – плотность стержня, *S* – площадь поперечного сечения стержня, *I*– момент инерции стержня относительно его нейтральной оси.

Из уравнения (8) следует, что в системе уравнений (5) приведенные длины $l_i, i=\overline{1,n},$ удовлетворяют неравенствам

$$l_1 < l_2 < l_3 < \cdots < l_{n-1} < l_n . \qquad (9)$$

В уравнении (8) не учтены инерция вращения элемента Δx стержня в точке x вокруг нейтральной линии и поперечные силы $Q(x,t)$, возникающие в сечении стержня в точке x. Если в уравнении (8) учтем только инерцию вращения элемента Δx стержня в точке x вокруг нейтральной линии, то получим систему дифференциальных уравнений распространения упругой волны чистого изгиба при поперечном колебании однородного консольного стержня длины l

$$\begin{cases} \begin{cases} \rho\left(I+Sx^2\right)\dfrac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - EI\dfrac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = 0, & (10) \\ \text{при начальных и граничных условий} \\ \varphi(x,t)\big|_{x=0} = 0, \quad \dfrac{\partial\varphi(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=l} = 0, & (11) \\ \varphi(x,0) = \psi_1(x), \quad \dfrac{\partial\varphi(x,0)}{\partial t} = \psi_2(x). & (12) \end{cases} \\ \begin{cases} \dfrac{\partial U}{\partial x} = \bar{\varphi}(x,t), \\ u(0,t) = 0, \end{cases} & (13) \end{cases}$$

где $\bar{\varphi}(x,t)$– решение задачи (10),(11), $U(x,t)$ – перемещение нейтральной линии относительно недеформированного положения оси, $0 \le x \le 1$.

Если в уравнении (8) принять во внимание не только инерцию вращения но также прогибы, вызываемые сдвигом (поперечную силу $Q(x,t)$), то получим систему дифференциальных уравнений распростра– нения упругой волны изгиба при поперечном колебании однородного консольного стержня. Известно [12], что перемещение нейтральной линии $U(x,t)$ и угол наклона касательной к кривой изгиба $\varphi(x,t)$ зависят не только от поворота поперечного сечения стержня, но также от сдвига. Обозначим через U_1 и φ_1 соответственно перемещение и угол наклона касательной к кривой изгиба при пренебрежении сдвигом и U_2 и φ_2 – дополнительное перемещение и угол, возникающий при учете сдвига у нейтральной оси в том же поперечном сечении. Тогда полное перемещение $U = U_1 + U_2$, а полный угол наклона $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$. Из [12] известно, что при изгибе поперечная сила $Q(x,t)$ определяется по формуле

$$Q(x,t) = kGS\varphi_2(x,t) = kGS\frac{\partial U_2(x,t)}{\partial x}, \qquad (14)$$

где k – численный коэффициент, зависящий от формы поперечного сечения стержня, G – модуль сдвига Юнга, S – площадь поперечного сечения.

Дифференциальное уравнение вращательного движения элемента в точке x имеет вид Δx

$$\rho\left(I+Sx^2\right)\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial t^2}-Q-EI\frac{\partial^2\varphi_1}{\partial x^2}=0\,. \qquad (15)$$

Так как перемещение $U_1,(\varphi_1)$ создает только инерционный момент силы, которая учтена в уравнении (15), то дифференциальное уравнение поступательного движения того же элемента Δx будет

$$\rho S\frac{\partial^2 U_2}{\partial t^2}-\frac{\partial Q}{\partial x}=0\,. \qquad (16)$$

Как видно из уравнений (14)-(16), переменные U_1 и U_2 (φ_1 и φ_2) разделяются, вследствие чего задача распространения упругой волны изгиба при поперечном колебании однородного консольного стержня подразделяется на две подзадачи – I и II.

Замечание 2. Впервые предположение, что не все смещение $U(x,t)$ принимает участие в создании силы инерции, выдвинуто в [14].

В подзадаче I нахождение $U_2(x,t)$ и $Q(x,t)$ сводится к следующему волновому уравнению:

$$\rho S\frac{\partial^2 U_2}{\partial t^2}-\frac{\partial Q}{\partial x}=\rho S\frac{\partial^2 U_2}{\partial t^2}-kGS\frac{\partial^2 U_2}{\partial x^2}=0 \qquad (17)$$

при начальных и граничных условиях

$$U_2(0,t)=\frac{\partial U_2(0,t)}{\partial x}=0,\ \ \frac{\partial^2 U_2(l,t)}{\partial x^2}=0, \qquad (18)$$

$$\frac{\partial U_2(x,0)}{\partial tx}=W(x),\qquad \frac{\partial^2 U_2}{\partial x\partial t}=W_1(x). \qquad (19)$$

Задача (17)-(19) имеет единственное решение, так как она совпадает с единственным решением следующей задачи:

$$\begin{cases}\rho S\dfrac{\partial^2\varphi_2}{\partial t^2}-kGS\dfrac{\partial^2\varphi_2}{\partial x^2}=0, & (20)\\ \text{при начальных и граничных условиўõ} & \\ \varphi_2(0,t)=0,\ \ \dfrac{\partial\varphi_2(l,t)}{\partial x}=0, & (21)\\ \varphi_2(x,0)=W(x),\dfrac{\partial^2\varphi_2(x,t)}{\partial t^2}=W_1(x) & (22)\\ \text{и} & \\ \dfrac{\partial U_2}{\partial x}=\bar{\varphi}_2(x,t), & (23)\\ U_2(0,t)=0, & (24)\\ \text{где } \bar{\varphi}_2(x,t) \text{ решение задачи (20)-(21).} & \end{cases}$$

Замечание 3. Дифференциальное уравнение (20) получается дифференцированием уравнения (17) по переменной *x*.

Решение подзадачи I ((17)-(19)) обозначим через $\bar{U}_2(x,t)$. При помощи формулы (29) найдем $\bar{Q}(x,t) = kGS\dfrac{\partial \bar{U}_2(x,t)}{\partial x}$.

Подставив найденное значение $\bar{Q}(x,t)$ в уравнение (15), получим постановку подзадачи II для определения сначала $\bar{\varphi}_1(x,t)$, а потом и самого смещения $\bar{U}_1(x,t)$:

$$\begin{cases} \rho\left(I + Sx^2\right)\dfrac{\partial^2\varphi_1}{\partial t^2} - EI\dfrac{\partial^2\varphi_1}{\partial x^2} = \bar{Q}, & (25) \\ \text{при начальных и граничных условиўõ} & \\ \varphi_1(x,t)\big|_{x=0} = 0, \quad \dfrac{\partial\varphi_1(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=l} = 0, & (26) \\ \varphi_1(x,0) = \psi_1(x), \quad \dfrac{\partial\varphi_1(x,0)}{\partial t} = \psi_2(x) & (27) \\ \text{и} & \\ \dfrac{\partial U_1}{\partial x} = \bar{\varphi}_1(x,t), & (28) \\ u_1(0,t) = 0, & (29) \\ \text{где } \bar{\varphi}_1(x,t) \text{ решение задачи (25)-(27)} & \end{cases}$$

Полное перемещение нейтральной линии представим в виде $U(x,t) = \bar{U}_1(x,t) + \bar{U}_2(x,t)$, где $\bar{U}_2$ – решение уравнения (17)-(19), $\bar{U}_1$ – решение задачи II, а $\bar{\varphi}(x,t) = \bar{\varphi}_1(x,t) + \bar{\varphi}_2(x,t)$.

Полученные системы уравнений могут значительно изменить наши взгляды на основы теории сейсмостойкости и разработку моделей распространения сейсмической волны при землетрясениях [13,20].

Институт геофизики и инженерной сейсмологии
им. А. Назарова НАН РА

Член-корреспондент НАН РА С. М. Оганесян

Постановка задач о распространении упругих волн чистого изгиба и изгиба при поперечных колебаниях однородного консольного стержня

Получена новая система дифференциальных уравнений в частных производных для описания распространения упругих волн чистого изгиба и изгиба в однородном консольном стержне постоянного поперечного сечения.

ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ Ս. Մ. Հովհաննիսյան

Համասեռ կոնսոլային ձողի լայնական տատանումների ժամանակ մաքուր ծռման և ծռման առաձգական ալիքների տարածման խնդրի դրվածքը

Հաստատուն լայնական կտրվածքով համասեռ կոնսոլային ձողում ստացվել է մաքուր ծռման և ծռման առաձգական ալիքների տարածման համար նոր մասնակի ածանցյալներով դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգ:

Corresponding member of NAS RA S. M. Hovhannisyan

Formulation of the Problem of Propagation of Elastic Waves of a Pure Bending and a Bending at Roll Oscillation of Homogeneous Cantilever Beam

The new system of the differential equations in particular derivatives for the description of propagation of the elastic waves of a pure bending and a bending in a homogeneous cantilever beam of constant transversal section is obtained in the work.

Литература

1. *Хачиян Э.* Прикладная сейсмология Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 2008. 491 с.
2. *Оганесян С. М., Оганесян А. О., Геодакян Э. Г., Григорян В. Г., Гаспарян Г. С.* - Проблемы сейсмологии в Узбекистане. 2010. Т. 1. N 7. С. 244-249.
3. *Аптикаев Ф. Ф.* - Вулканология и сейсмология. 1999. N 4-5. С. 23-28.
4. *Гусев А. А.* - Изв. РАН. Физика Земли. 2002. N 12. С. 56-70.
5. *Карапетян Дж. К.* В кн.: Сб. научных трудов конференции, посвященной 50-летию основания ИГИС НАН РА. Гюмри. Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 2011. С. 344-362 (на арм.яз.).
6. *Уломов В. И.* - Вопросы инженерной сейсмологии. 2012. Т. 39. №1. С. 5-38.
7. *Оганесян С. М., Аветисян А. М., Геодакян Э. Г., Григорян В. Г., Варданян К. С., Карапетян С. С., Минасян Дж. О., Оганесян А. О., Симонян А. О., Тамразян А. А., Чилингарян А. З., Фиданян Ф. М.* – Изв. НАН РА. Науки о Земле. 2004. Т. 57. N 1. С. 41-48.
8. *Назаров А. Г.* В кн: Методы количественной оценки сейсмических воздействий. Тбилиси. Мецниереба. 1983. С. 5-16.
9. *Назаров А. Г.* Метод инженерного анализа сейсмических сил. Ереван. Изд. АН АрмССР. 1959. 278 с.
10. *Хачиян Э.Е.* Сейсмические воздействия на высотные здания и сооружения. Ереван. Айаста. 1973. 328 с.
11. *Оганесян С. М.* В кн.: Сб. научных трудов конференции, посвященной 50-летию основания ИГИС НАН РА. Гюмри. Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 2011. С. 473-485.

12. *Тимошенко С. П., Янг Д. Х., Уивер У.* Колебания в инженерном деле. М. Машиностроение. 1986. 472 с.
13. *Оганесян С. М.* - В кн.: Сб. научных трудов конференции, посвященной 100-летию со дня рождения основателя ИГИС НАН РА акад. А.Г.Назарова. Гюмри. Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 2008. С. 211-216.
14. *Оганесян С. М.* В кн.: Юбилейная научная конф., посвященная 35-летию основания ИГИС НАН РА. Гюмри. Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 1996. С. 107-109.
15. *Оганесян С. М., Мурадян А. Р., Оганесян А. С.* В кн.: Сб научных трудов конференции, посвященной 40-летию основания ИГИС им А.Назарова НАН РА. Гюмри. Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 2002. С. 380-385.
16. *Оганесян С. М.* В кн.: Сб научных трудов конференции, посвященной 60-летию основания НАН РА. Гюмри. Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 2004. С. 277-290.
17. *Хачатрян С. О.* В кн.: Сб научных трудов конференции, посвященной 90-летию со дня рождения основателя ИГИС НАН РА акад. А.Г.Назарова. Гюмри. Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 1998. С. 155-156.
18. *Мкртчян К. Ш.* – ПММ. 1999. Т. 63. N6. С. 1055-1058.
19. *Манукян Л. А.* В кн.: Сб. научных трудов конференции, посвященной 60-летию основания НАН РА. Гюмри. Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 2004. С. 262-265.
20. *Гедакян Э. Г.* В кн.: Сб научных трудов конференции, посвященной 60-летию основания НАН РА. Гюмри. Ереван. Изд. «Гитутюн» НАН РА. 2004. С. 64-78.