

С.М. ОГАНЕСЯН, Дж.К. КАРАПЕТЯН, Э.Г. ГЕОДАКЯН, Б.В. СААКЯН

**ЗАДАЧИ, ПРИВОДЯЩИЕ К НЕОБХОДИМОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ
ПОНЯТИЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ЗАРЯДА**

(Гюмри)

Показано, что существует одновременно три различных гравитационных заряда: 1) импульсный (чистый) – ν , имеющий размерность c^{-1} ; 2) энергетический (линейный) – λ , $[\lambda]=m$; 3) силовой (ускоряющий) – α , $[\alpha]=m \cdot c^{-2}$. При этом существуют также их вихревые аналоги. Проведенные исследования открывают принципиально новые возможности для продвижения в решении проблемы прогноза землетрясения, если удастся построить новые типы “гравиметров”, которые смогут зафиксировать поля создаваемые зарядами λ и ν . Поля, соответствующие α зарядам, мы фактически умеем фиксировать гравиметрами. Желательно сконструировать также новые типы чувствительных вариометров.

Ключевые слова: гравитационный заряд, кинематическое возбуждение, внутренние силы, новая теория сейсмостойкости.

Для более полного раскрытия понятия массы, сил инерции и других фундаментальных проблем классической механики в работах [1,2] предложена новая модель массы (НММ) (рис.1).

В основе НММ лежит гипотеза [1,2], что физическая масса любого тела равна нулю и состоит из двух гравитационно взаимосвязанных масс – положительной инертной m_i и отрицательной активной (флуктуирующей) гравитационной m_{ag} , которая сферически симметрично распределена во всем мировом пространстве.

В результате внешнего воздействия в теле из-за возможного смещения кажущегося центра тяжести активной гравитационной массы относительно центра тяжести инертной массы возникает дополнительная неизвестная сила. Эту силу в работе [1], следуя К. Максвеллу, предложено называть силой инерции смещения $F_{см}$.

Другим непосредственным поводом для изменения модели массы Ньютона (ММН) стала гипотеза о существовании неизвестной силы, которая проявляется при механических явлениях и колебаниях зданий и сооружений во время сильных землетрясений [3]. Поэтому разработанная новая теория сейсмостойкости может позволить решить проблему объединения моделей движения твердого тела в механиках Ньютона, Даламбера, Гамильтона и де Бройля [2,3].

Из разработанной новой гравитационно-вихревой теории сейсмостойкости следует, что при кинематическом возбуждения консольного стержня изгибно-сдвиговые колебания начинаются со свободного конца. При этом в стержне возникают внутренние объемные силы, которые противодействуют $1/2f(x,t)$ внешней силе, а на свободном конце стержня возникает связанная пара $F(1,t)$ и $M(1,t)$. Это связанная пара является истинной причиной изгибно-сдвиговых колебаний. Вторая часть силы $f(x,t)$ идет на создание чисто сдвиговых колебаний, которые направлены противоположно $1/2f(x,t)$, т.е. $-1/2f(x,t)$. В процессе создания чисто сдвиговых колебаний принимают участие две силы: внутреннего трения и импульса, которые направлены для задачи 1 противоположно, для задач 2 и 3 в нижней части для $x < l/2$ они имеют одинаковые направления, а для $l/2 < x < l$ – противоположное [3].

Для теории сейсмостойкости важное значение имеет решение задачи о вынужденных колебаниях однородного консольного стержня на изгиб.

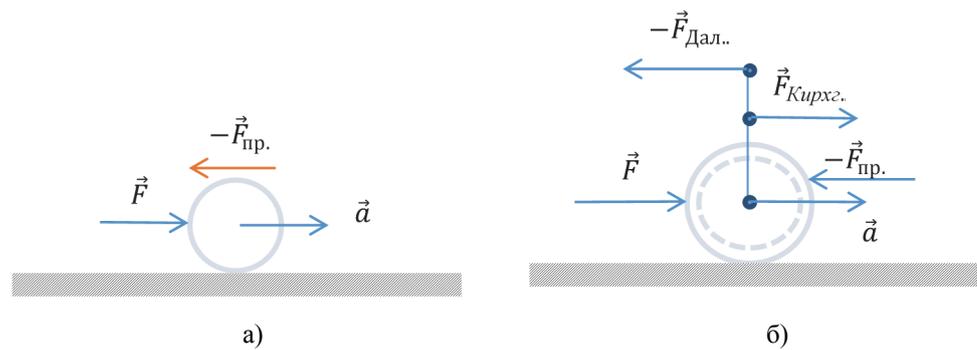


Рис. 1. Движение твердого тела по: а - модели И. Ньютона, б - новой модели массы С.М. Оганесяна

При рассмотрении задачи о вынужденных колебаниях однородного консольного стержня на изгиб оказалось [2,3], что при силовом внешнем воздействии в виде распределенной силы $f(x,t)$ истинной причиной изгибных колебаний является ее обобщенная частная производная по переменной x , $f'_x(x,t)$. Так как в момент времени $t = 0_{+0}$ фронт изгибной волны начинается со свободного конца стержня, то остается открытым вопрос – какие силы компенсируют внешнюю распределенную силу $f(x,t) = f(t)$.

При этом в стержне возникают “внутренние” объемные силы $q(x,t)$, которые обязательно необходимо учитывать при уточненной формулировке постановки задачи о свободных и вынужденных колебаниях консольного стержня на изгиб.

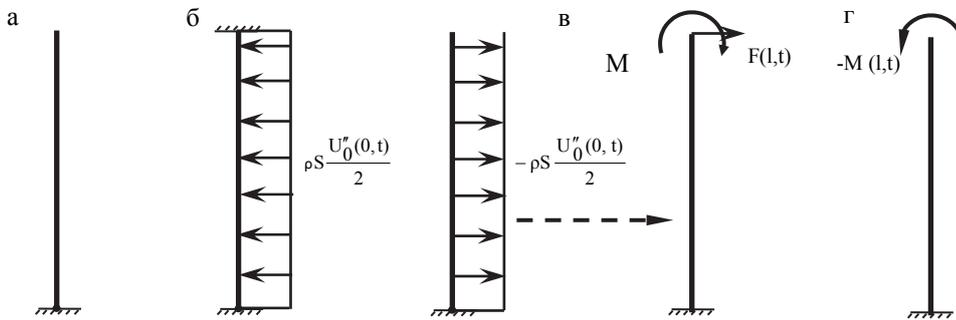


Рис. 2. Расчетная схема колебания консольного стержня при землетрясении (а), чисто сдвиговых (б), изгибных (в) и чисто изгибных (z) колебаний для задачи 1

В работе [3] показано, что при колебании однородного консольного стержня длины l полное перемещение нейтральной линии $U(x,t)$ представимо в виде $U(x,t) = U_1(x,t) + U_2(x,t) + U_3(x,t)$, где $U_1(x,t)$ - чистый изгиб; $U_2(x,t)$ - изгибно-сдвиг; $U_3(x,t)$ - чистый сдвиг.

В проведенных авторами исследованиях показано [2,3], что полную физическую нагрузку при нахождении изгибно-сдвиговой составляющей $U_2(x,t)$ несет не волновое уравнение, а соответствующая ему система линейных дифференциальных уравнений [3]

$$\begin{cases} \rho S \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial x}, & (1) \\ \frac{\partial p}{\partial t} = kGS \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} - \frac{1}{2} f(x,t), & (2) \end{cases}$$

где φ - угол поворота сечения S ; $p(x,t)$ - внутренний распределенный импульс.

Из системы уравнений (1)-(2) видно, что в консольном стержне (задача 1) при кинематическом возбуждении возникают внутренний распределенный импульс (количество движения) $p(x,t)$, производная $\frac{\partial p}{\partial t}$ которой в равенстве (2) балансирует (противодействует) $\frac{1}{2} f(x,t)$, и одновременно связанный с ним внутренний распределенный момент $\frac{J}{S} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t \partial x}$. Выражение $\frac{J}{S} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t \partial x}$ получается дифференцированием по переменной t и умножением слева и справа на величину J/S , т.е.

$$\rho J \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} = \frac{J}{S} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t}, \quad (3)$$

где J - момент инерции сечения стержня S относительно оси z .

Из уравнения (2) и вышеприведенных рассуждений следует, что процесс начала изгибно-сдвиговых колебаний происходит со свободного конца консольного стержня [2,3]. Поэтому на свободном конце стержня одновременно возникают сила $F(l, t)$ и момент силы $M(l, t)$, модули которых равны соответственно $\frac{1}{2}f(x, t)$ и $\frac{1}{2} \cdot \frac{l}{s} \dot{f}(x, t)$, образующие связанную пару. Это обусловлено тем, что, действуя независимо друг от друга, они бы вызывали соответственно чисто сдвиговые и чисто изгибные колебания. В работах по исследованию механизма очагов землетрясений их рассматривают не как связанные пары, а как двойную силу с моментом [3,4].

Предложенные расчетные схемы содержат как минимум четыре важные проблемы (задачи):

- 1) как внешнее воздействие разлагается на две составляющие:

$$f_0(t, x) = f_{10}(t, x) + f_{20}(t, x), f_{10}(t, x) = f_{20}(t, x),$$

а при кинематическом возбуждении - на:

$$U_0(t) = U_{10}(t) + U_{20}(t), U_{10}(t) = U_{20}(t);$$

2) двойное противодействие стержня силам $f_{20}(x, t)$ или $\frac{1}{2}\rho s \frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial t^2}$, которые приводят к расчетным схемам на рис.2 соответственно силам $-f_{20}(x, t)$ или $-\frac{1}{2}\rho s \frac{\partial^2 U_0(t)}{\partial t^2}$;

3) как создаются внутренний импульс силы и реальная инерционная сила;

4) как образуются на конце консольного стержня при кинематическом возбуждении сила $F(l, t)$ и момент силы $M(l, t)$.

Рассмотрим первую проблему.

Впервые проблема была поставлена в работе [2] в следующей формулировке: какая часть внешнего воздействия $U_0(t)$ или $f(x, t)$ идет на создание изгибно-сдвиговых, а какая – чисто сдвиговых колебаний.

Проблема получила решение при исследовании кинематического возбуждения задачи 2 из работы [3].

Полученная аналогия уравнений сдвиговой составляющей изгибных колебаний (ССИК) с телеграфными уравнениями позволяет по-новому взглянуть на задачи 2-4 из работы [3] и решить поставленную в работах [2,3] задачу о разделении внешнего воздействия при кинематическом возбуждении стержня на две составляющие $U_{10}(0, t)$ и $U_{20}(0, t)$, которые вызывают соответственно чисто сдвиговые колебания и ССИК в стержне.

Попытка объяснения второй проблемы заставила снова вернуться на качественно новом уровне к понятию новой модели массы и точке приложения сил инерции, выдвинутой и развитой в работах [1,3], и довести их до логического завершения.

Действительно, вторая половина силы $-pS \frac{U_0''(0,t)}{2}$, которая должна была идти на образование чисто сдвиговых колебаний, в расчетных схемах и системах уравнений принимает участие (учитывается) с противоположным знаком, т.е. как $pS \frac{U_0''(0,t)}{2}$.

Перейдем к третьей проблеме.

Предварительно отметим, что равенство (3) и система уравнений (1)-(2) принципиально меняют наши представления о возникновении срезающих сил и моментов в сечении стержня в точке x , $0 < x < l$. Действительно, внутренняя объемная сила $q(x,t) = \frac{\partial p(x,t)}{\partial t}$ равенства (2) имеет недеформационную природу, и, по мнению авторов статьи, она каким-то образом тесно связана с независимостью импульса $p(x,t)$ в функции Гамильтона $H(u, p, t)$ от перемещения с вращением $u(x,t)$ сечения S в точке x .

В процессе разработки новой (гравитационно-вихревой) теории сейсмостойкости [2,3], в соответствии с новыми расчетными схемами, постепенно кристаллизовалась идея, что только НММ [1] недостаточна для его построения. Как видно из рис.2-5 работ [2,3], масса (плотность) стержня одновременно по-разному реагирует на одно и то же внешнее воздействие. По мнению авторов статьи, это невозможно, если плотность стержня (масса тела) сама является гравитационным зарядом [2]. Поэтому необходимо существенно изменить понятие “гравитационного заряда” и принять, что сама масса не является источником гравитационного заряда, как это принято в современной физике, а является только его носителем.

При рассмотрении вопроса, как возникает связанная пара $F(l,t)$ и $M(l,t)$, мы должны принять (сделать заключение) по аналогии, как распространяется ток проводимости в однопроводной линии, что существуют “гравитационные заряды”, которые на свободном конце стержня поляризуются и создают связанную пару $F(l,t)$ и $M(l,t)$ [3]. Отправным моментом для нас послужит работа [3], где показано, что система уравнений (1)-(2) распространения изгибно-сдвиговых колебаний консольного стержня аналогична системе телеграфных уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} L \frac{\partial I}{\partial t} = - \frac{\partial V}{\partial x}, \\ C \frac{\partial V}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial x}, \end{array} \right. \quad (4)$$

описывающих распространение тока проводимости в однопроводной линии, где L, C - индуктивность и емкость единицы длины провод; V –напряженность; I - ток.

В работах [2,5] показано, что ток проводимости в однопроводной линии передается следующим образом. По проводу мгновенно передается потенциал $\bar{V}_0(t)$, а на конце провода происходит поляризация электронов (позитронов) по всей площадке сечения S провода, которые создают электрическое напряжение $E(l, t) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \bar{V}_0(t)}{\partial x}$. Это напряжение в виде электрического тока проводимости (поляризованных электронов (позитронов)) распространяется в однопроводной линии.

После опубликования работы [2] прошло три года. За этот промежуток времени понятие гравитационного заряда, благодаря работам Гамильтона, де Бройля, Эйнштейна Шредингера и А.Г. Иосифьяна [2,6,7], получило дальнейшие развитие и уточнение. Стало понятно, что существует одновременно три различных гравитационных заряда: 1) чистый (импульсный); 2) энергетический (линейный); 3) силовой (ускоряющий).

На рис. 3 б,в,г приведены движения системы шар-пружина для моделей Ньютона, Даламбера и С.М. Оганесяна. Остается обосновать модель движения шар-пружина на рис. 3д. В работах [2,3] это сделано благодаря введению понятия трех гравитационных зарядов: 1) чистый (импульсный) – ν , имеющий размерность c^{-1} ; 2) энергетический (линейный) - λ , $[\lambda]=m$; 3) силовой (ускоряющий) - α , $[\alpha]=m \cdot c^{-2}$. При этом существуют также их вихревые аналоги.

На основании этих понятий из формулы де Бройля $m \cdot \nu = \frac{h}{\lambda}$ и уравнения Шредингера для свободного равномерно прямолинейно движущегося тела массы m удалось записать следующее равенство:

$$2\lambda\nu_r \cdot \lambda\nu_\phi = c^2 = V_r \cdot V_\phi. \quad (6)$$

Из равенства (6) следует, что при движении тела массы m в нем существуют (образуются) две различные волны де Бройля, длины которых отличаются в два раза.

Из модели движения рис.1б следует, что они направлены противоположно, и их фазы сдвинуты на π радиан. Силы \vec{F} и $-2\vec{F}$, которые приведены

на рис.3д и приложены к массе m , получаются при дифференцировании по времени t импульсов mv и $-2mv$.

Сила \vec{F} эквивалентна внешней приложенной силе, а $-2\vec{F}$ – внутренняя противодействующая сила. Для того, чтобы тело массы m двигалось с ускорением \vec{a} , необходимо возникновение динамической устойчивой границы (ДУГ) за телом. На рис. 3д ДУГ противодействует половине силы $-2\vec{F}$, и создается внутренняя сила \vec{F} , а вторая половина силы идет на растяжение пружины.

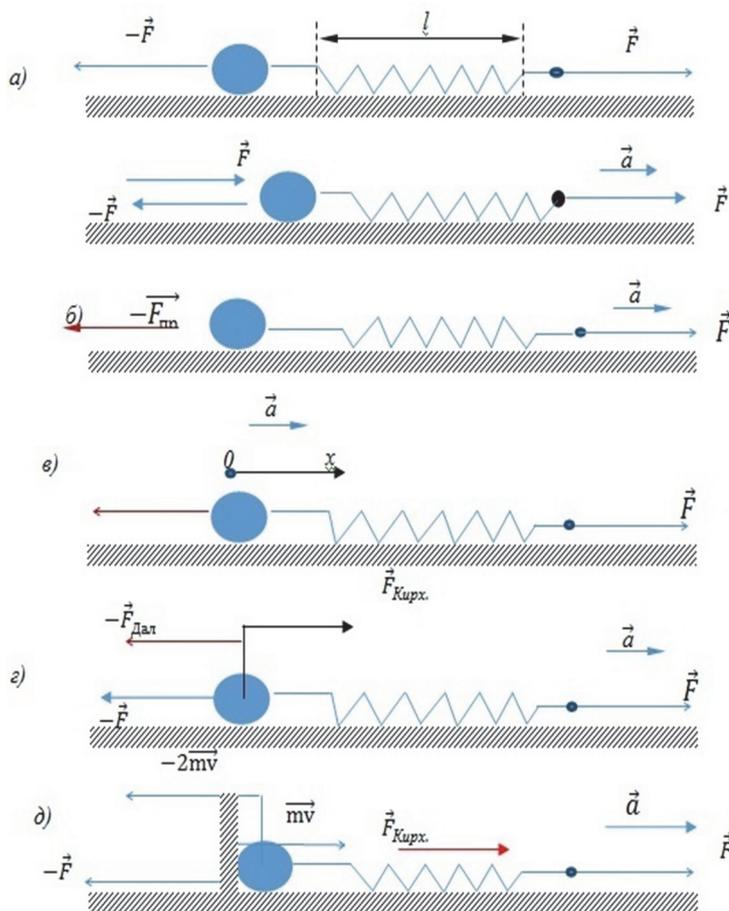


Рис. 3. а - состояние покоя системы пружины и шара (тела); б - модель движения системы по Ньютону; в - модель движения системы по Даламберу; г – модель движения системы по НММ (С.М. Оганесяну), д - следствие из объединения движения системы по моделям Гамильтона, де Бройля, Шредингера и С.М. Оганесяна (ГБШО)

Выводы. Предложенная модель движения системы шар-пружина ГБШО после удаления пружины и переноса приложенной силы F на шар является результатом предпринятой попытки объединения моделей движения твердого тела в механиках Ньютона, Даламбера, Гамильтона, де Бройля и Шредингера. Действительно, если в модели движения системы шар-пружина ГБШО: 1) отбросить ДУГ и не учитывать внутреннюю силу $-2F$, то получим модель движения Ньютона; 2) ввести неинерциальную систему координат x , приложить силу $-\vec{F}$ (противодействия) к шару и отбросить ДУГ, считая, что внутренняя сила $-2F$ в шаре не возникает, то получим модель движения по Даламберу; 3) при наличии отрицательной массы m в НММ роль ДУГ автоматически создают возникающие при движении тела две противоположные силы $\vec{F}_{\text{Кирх}}$ и $\vec{F}_{\text{Дал}}$.

Проведенные исследования открывают принципиальные возможности для продвижения в решении проблемы прогноза землетрясения, если удастся построить новые типы “гравиметров”, которые смогут зафиксировать поля, создаваемые зарядами λ и ν . Поля, соответствующие α зарядам, мы фактически умеем фиксировать гравиметрами. Было бы желательно сконструировать также новые типы чувствительных вариометров.

Замечание. На рис.3 вертикальная стенка - это динамическая устойчивая граница. Модель движения системы ГБШО содержит в себе модель движения Ньютона, Даламбера и Оганесяна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Оганесян С.М.** К построению модели массы //Геофизический журнал. -1998. - Т.20, №5.- С.3-5.
2. **Оганесян С.М.** Масса тела не является источником гравитационного заряда, а является его носителем: Коллективная монография. Опасные природные и техногенные процессы в горных регионах: модели, системы, технологии (VII Международная научно-практическая конференция, Владикавказ, 30 сентября-02 октября 2019). -Владикавказ, 2019. - С. 459-464.
3. **Оганесян С.М., Карапетян Дж.К., Геодакян Э.Г., Саакян Б.В.** О необходимости изменения расчетных схем на сейсмостойкость в строительных нормах и правилах (СНиП) // Сейсмостойкое строительство. Безопасность сооружений: Научно-технический журнал.- 2021.- №5.-С. 23-35.
4. **Оганесян С.М., Геодакян Э.Г., Саакян Б.В.** О сложной природе накопления напряжений в зоне коллизии подготовки тектонического землетрясения: Коллективная монография. Опасные природные и техногенные процессы в горных регионах: модели, системы, технологии (VII Международная научно-практическая конференция, Владикавказ, 30 сентября-02 октября 2019). -Владикавказ, 2019.- С.55-66.

5. **Оганесян С.М.** Магнитные заряды и токи существуют: Коллективная монография. Опасные природные и техногенные процессы в горных регионах: модели, системы, технологии (VII международная научно–практическая конференция, Владикавказ, 30 сентября – 02 октября 2019). – Владикавказ, 2019.- С. 465-474.
6. **Шредингер Э.** Избранные научные труды – М.: Наука, 1964.-424с.
7. **Луи де Бройль** Становление квантовой физики: Избранные научные труды.- Том 1. –М.: Логос, 2010 -556 с.

**Ս.Մ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Զ.Կ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Է.Գ. ԳՅՈՂԱԿՅԱՆ,
Բ.Վ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ**

**ԳՐԱՎԻՏԱՑԻՈՆ ԼԻՑՔԻ ՀԱՍԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՓՈԽԵԼՈՒ
ԱՆՀՐԱԺԵՇՏՈՒԹՅԱՆԸ ՀԱՆԳԵՑՆՈՂ ԽՆԴԻՐՆԵՐ**

Ցույց է տրվել, որ միաժամանակ գոյություն ունեն երեք տեսակ գրավիտացիոն լիցքեր. 1) իմպուլսային (մաքուր) – ν , որն ունի ν^1 չափողականություն; 2) էներգիական (գծային) – λ , $[\lambda]=m$; 3) ուժային (արագացումով) – α , $[\alpha]=m \cdot \nu^2$: Բացի սրանցից, գոյություն ունեն նաև այդ լիցքերի մրրկային համանմանությունները: Կատարված հետազոտությունը սկզբունքային նոր հնարավորություն է ստեղծում երկրաշարժի կանխագուշակման հիմնախնդրի լուծման առաջընթացի համար: Ի տարբերություն α լիցքի ստեղծած համապատասխան դաշտի, որը փաստացի գրավիչափով գրանցվում է, ցանկալի կլիներ նախագծել նոր տեսակի զգայուն գրավիչափներ՝ «վարիաչափներ», որոնք կկարողանային գրանցել λ և ν լիցքերի ստեղծած դաշտերը:

Առանցքային բաներ. գրավիտացիոն լիցք, կինեմատիկական գրգռում, ներքին ուժեր, սեյսմակայունության նոր տեսություն:

**S.M. HOVHANNISYAN, J.K. KARAPETYAN, E.G. GYODAKYAN,
B.V. SAHAKYAN**

**TASKS LEADING TO THE NECESSITY OF CHANGING THE CONCEPT
OF GRAVITATIONAL CHARGE**

The work shows that three different gravitational charges exist simultaneously: 1) pulsed (pure) - ν having a dimension of sec^{-1} ; 2) energy (linear) - λ , $[\lambda]=m$; 3) power (accelerating) - α , $[\alpha]=m \cdot \text{sec}^{-2}$. At the same time, their vortex analogues also exist. The conducted research opens up fundamentally new opportunities for progress in solving the problem of earthquake prediction, if it is possible to build new types of “gravimeters” that can record the fields created by charges λ and ν . We actually know how to detect the field corresponding to α charges with gravimeters. It is also desirable to construct new types of sensitive variometers.

Keywords: gravitational charge, kinematic excitation, internal strength, new theory of seismic resistance.