

05

Связь механических динамических процессов и сопровождающих электрических полей

© Ю.К. Бивин

Институт проблем механики им. А.Ф. Ишлинского РАН,
119526 Москва, Россия
e-mail: kiril-o@mail.ru

(Поступило в Редакцию 30 апреля 2014 г.)

Приведены результаты экспериментальных исследований зависимости напряженности электрического поля в плоскости движения нейлоновой струны от скорости ее движения. При движении в воздухе твердых тел различных геометрических параметров со скоростями вплоть до трансзвуковых определены формы сопровождающих зарядов и их число. На стержнях из диэлектрических материалов первоначально электрически нейтральных проведено исследование образования и формы электрических зарядов разного знака при движении по стержню волны импульса деформации одного знака.

В процессе исследования электрического отклика на простые механические динамические процессы оказалось возможным получать некоторые их характеристики. Например, при колебаниях балок и нитей собственные частоты и формы колебаний, а также динамический модуль, что важно в случае использования пластмасс, так как у них модули при статических и динамических деформациях могут заметно отличаться. При продольном ударе по стержню регистрируется движение продольных волн, что позволяет определить соответствующий модуль. Поскольку движение тел в воздухе сопровождается электрическим полем, то регистрация его предоставляет возможность определения скорости.

Постановка экспериментов, в которых получены упомянутые результаты, приведены в работах [1–3]. Характерно при этом то, что первоначально электрически нейтральная обстановка в зоне расположения элемента конструкции нарушается возникновением динамического процесса. Было проведено более детальное исследование связи электрических и используемых в упомянутых ссылках механических процессов. На нейлоновых нитях проведены следующие опыты. Нить закреплялась на двух жестких опорах с разными усилиями натяжения. Колебания нити возбуждались путем начального ее отклонения на одно и то же расстояние в точке посередине длины. В этом случае геометрические параметры движения были одни и те же. Первая собственная частота колебаний ν изменялась в соответствии с изменением силы предварительного натяжения $\nu = 1/2l\sqrt{T/\rho}$, где l — длина нити, T — натяжение, ρ — погонная плотность. При таком способе возбуждения колебаний нити ее движение определяется выражением [4]

$$y = \frac{8h}{\pi^2} \left(\cos \pi \nu t \sin \frac{\pi x}{2l} - \frac{1}{3^2} \cos 3\pi \nu t \sin \frac{3\pi x}{2l} + \dots \right).$$

Уже второй член в скобках на порядок меньше первого. При расположении антенны над центром нити в плоскости колебаний на осциллограмме, показанной на рис. 1, четко видна только первая собственная форма.

Амплитуда колебаний напряженности электрического поля оказалась пропорциональной частоте. При одной и той же амплитуде колебаний на разных частотах это означает пропорциональность скорости. Осциллограмма показывает, что максимум напряженности поля сдвинут по отношению к максимуму смещения на четверть периода, значит, наибольшая напряженность возникает в момент прохождения нити через нейтральное положение. Это соответствует выражению для скорости $y = \frac{8h}{\pi^2} (\pi \nu \sin \pi \nu t - \dots)$, что и показал эксперимент. Возникновение электрического поля при колебаниях нити определяется вызванными этим движением возмущениями в воздухе. Очевидно, чем больше скорость, тем больше давление перед нитью и тем меньше оно за нею. В каждой из этих зон возникают градиенты давления, зависящие от перепада давления в невозмущенной среде и вблизи нити, а следовательно, частицы его испытывают ускорение, равное $\rho_1 d\mathbf{V}/dt = -\text{grad } p$, ρ_1 — плотность частицы, \mathbf{V} — ее скорость, p — давление. В конечном итоге напряженность поля инициируется возникновением ускорений частиц воздуха.

При экспериментах с нитью напряженность поля в точке регистрации определяется зарядами, возникающими по всей длине нити, каждая точка которой движется со своей амплитудой. Опыты со свободно летящим телом позволяют определить расположение зарядов относительно тела, все точки которого движутся с одной скоростью. При этом выясняется зависимость этой конфигурации от геометрии тела и скорости дви-

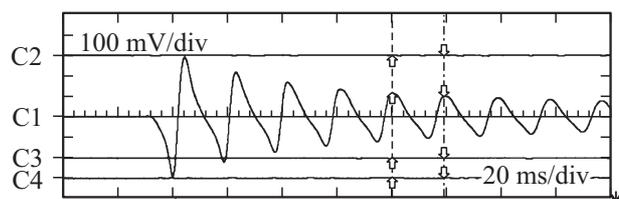


Рис. 1. Осциллограмма изменения потенциала поля в плоскости колебаний нити, возбужденных щипком посередине.

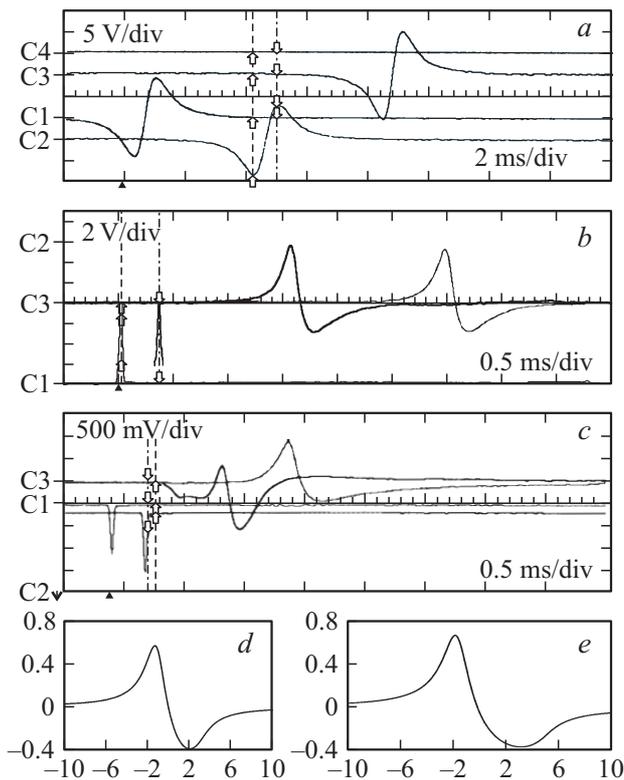


Рис. 2. Запись пролета через кольцевые антенны цилиндрических тел удлинением 1 (*a*, *b*, *c*) — расчет по схеме рис. 3 для случаев (*b* и *c*) соответственно.

жения. Для разгона тел использовалась пневматическая пушка калибром 10 мм. Скорость полета определялась с помощью двух фотодиодов, установленных на расстоянии 100 мм на конце ствола пушки. По траектории полета тела располагались кольцевые антенны диаметром 50 мм с центром по оси стрельбы и плоскостью, нормальной к ней. Запись сигналов с фотодиодов и антенн с помощью четырехканального осциллографа LeCroy типа WeveSurfer 24Xs позволяла определять положение зарядов относительно летящего тела [2]. В результате расширения диапазона скоростей метаемых тел и использования тел различных удлинений позволило обнаружить более сложную картину формирования зарядов в потоке, обтекающем тело. Во всех случаях, чем больше скорость полета тела, тем более высокие напряжения фиксируются на антеннах.

На рис. 2, *a* приведена осциллограмма эксперимента, в котором выстрел производился фторопластовым цилиндром длиной 11 мм со скоростью 50 м/с. Максимумы передних отрицательных значений напряжения соответствуют по времени подлету тела к плоскости антенны, а максимумы задних возникают, когда задняя часть тела удаляется на 4 см от антенны. Отрицательная часть осциллограммы является почти зеркальным отражением положительной. На рис. 2, *b* осциллограмма, полученная при выстреле цилиндром из оргстекла длиной 10 мм

со скоростью 289 м/с. Первые по времени два всплеска — сигналы с фотодиодов, по которым определяется скорость, за ними осциллограммы пролета тела сквозь антенны. Расшифровка показала, что, как и в первом случае, первый максимум сигнала соответствует прохождению переднего торца цилиндра сквозь антенну, а максимум второго положительного возникает, когда задний торец пульки уйдет на расстояние 5 мм от антенны. Положительная фаза осциллограммы имеет меньшую по абсолютной величине амплитуду, чем отрицательная, но площади под ними близки. На рис. 2, *c* — осциллограмма, отражающая движение магниевого цилиндра длиной 10 мм со скоростью 367 м/с. Необходимо отметить, что первая антенна, до которой долетела пуля, располагалась от конца ствола на расстоянии 13 см. Поэтому начальный отрицательный участок осциллограммы показывает образование зарядов в воздухе выхлопом. Но за 3 см до подлета переднего торца пульки к антенне проявляется действие зарядов, сопровождающих ее движение. На второй антенне, расположенной на расстоянии 0.5 м от среза ствола, действие выхлопа незаметно и регистрируется без помех пролет пульки с трансзвуковой скоростью. В этом случае по-прежнему на антенне фиксируется первый максимум в момент прохождения переднего торца пульки сквозь антенну. Этого может не случиться при более высоких сверхзвуковых скоростях, так как угол наклона α ударного фронта к вектору скорости v определяется числом Маха из соотношения $\sin \alpha = c/v$, где c — скорость звука. Второй максимум гораздо меньше первого и не так четко выражен, но по показаниям осциллографа он появляется, когда пулька отлетает от антенны на 8 см. Вообще эта фаза гораздо более вытянута, что свидетельствует о том, что за телом более вытянута зона заряда противоположного знака. Это связано с тем, что по мере увеличения скорости движения тел зона пониженного давления за задней кромкой растягивается [5]. Если представить, что плотность распределения зарядов вдоль этой зоны постоянна, то максимум осциллограммы будет соответствовать прохождению через антенну середины ее. Тогда ее длина будет 16 см. В этом случае расчетную схему можно представить, как показано на рис. 3. Буквой q обозначены заряды указанных знаков, d — длина метаемого тела, R — радиус антенны, L — длина зоны распределенного заряда погонной плотностью $(-q/L)$. По мере изменения расстояния z между телом и антенной потенциал ϕ на ней будет меняться

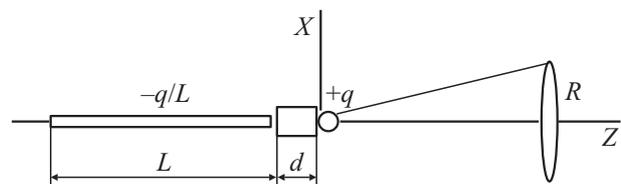


Рис. 3. Схема расчета потенциала при движении тела с трансзвуковой скоростью.

согласно выражению

$$4\pi\epsilon_0\varphi = \frac{+q}{\sqrt{z^2 + R^2}} + \int_0^L \frac{-q/Ldx}{\sqrt{R^2 + (z + d + x)^2}}.$$

Отсюда следует представление зависимости φ от z :

$$\frac{4\pi\epsilon_0}{q}\varphi = \frac{1}{\sqrt{z^2 + R^2}} - \ln \left| \frac{z + d + L + \sqrt{R^2 + (z + d + L)^2}}{z + d + \sqrt{R^2 + (z + d)^2}} \right|.$$

На рис. 2, *d* показан вид этой зависимости для отношения $d/R = 0.4$, $L/R = 6.4$, что соответствует условиям эксперимента, представленным на рис. 2, *c*. На рис. 2, *e* — расчет для отношения $d/R = 0.4$, $L/R = 4$, что соответствует осциллограмме рис. 2, *b*. Сравнение показывает, что представленная трактовка осциллограмм оправдана. С другой стороны, такое распределение электрического заряда за движущимся снарядом позволяет оценить длину аэродинамического следа за ним.

При движении удлиненных тел цилиндрической формы осциллограммы почти всегда получаются такими, что их нельзя описать движением вместе с телом только двух зарядов. Например, на рис. 4, *a* показана осциллограмма, полученная при полете со скоростью 50 м/с фторопластового цилиндра длиной 100 мм (удлинение 10).

Если представить, что в процессе движения тела оно сопровождается зарядами, расположенными вдоль тела в соответствии с положением на осциллограмме экстремумов и их знаков, то получится картина, показанная на рис. 5. Такие спектры давлений возможны [5].

Введя в расчет расстояние между зарядами и их относительную величину, получим расчетную осциллограмму, показанную на рис. 4, *b*. Появление зарядов еще и вдоль него, можно объяснить тем, что при аэродинамических продувках обнаружено появление скачков

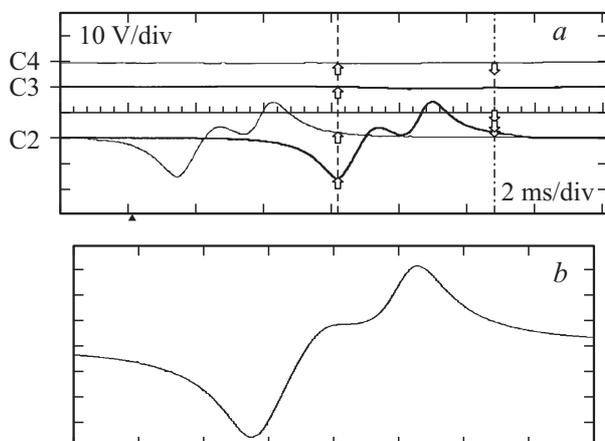


Рис. 4. Осциллограмма (*a*) пролета через кольцевую антенну тела удлиненным 10 и расчет (*b*) напряженности поля на ней по схеме рис. 5.

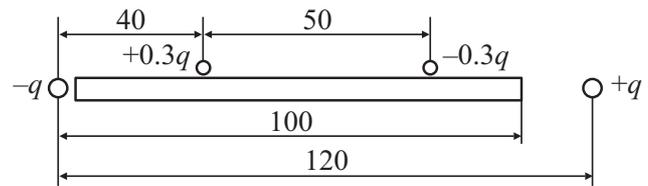


Рис. 5. Расчетная схема полета тела, сопровождаемого зарядами перед, за телом и вдоль него.

давления на поверхности удлиненных тел. В представленном результате эксперимент обнаружения скачков гораздо проще. С результатами аэродинамических испытаний согласуется и то, что за удлиненными телами при одной и той же скорости аэродинамический след короче. При больших скоростях величина зарядов на теле относительно зарядов перед и за ним увеличивается. Их положение на поверхности тела может от эксперимента к эксперименту изменяться. Заряды могут перемещаться по телу и в процессе полета.

В опытах по наблюдению прохождения продольных волн деформации в стержнях использовался винипластовый стержень длиной 1.2 м и диаметром 16 мм. Стержень подвешивался на двух нитях перед стволом пневматической пушки вдоль линии стрельбы. Возбуждение волн производилось стрельбой цилиндрическими телами диаметром 10 мм по центру плоского торца стержня. Скорость удара выбиралась так, чтобы не происходило в результате разрушения ни стержня, ни метаемого тела. В этом случае длина волны сжатия в стержне определяется из $\lambda = 2l(V_1/V_2)$. В скобках — отношение скорости волны в винипласте к скорости в материале тела, которым производится удар, а множитель — удвоенная длина цилиндра.

Кольцевые антенны диаметром 50 мм устанавливались вдоль стержня концентрически. Для определения формы волны механических напряжений на стержень были наклеены два 10 мм тензодатчика, включенных в измерительный мостик.

На рис. 6, *a* приведена осциллограмма, полученная при ударе по стержню со скоростью 90 м/с винипластовой пулей длиной 40 мм. На луче C_3 — показания тензодатчиков. Они наклеены на расстоянии 50 см от конца стержня, по которому произведен удар. На C_2 — запись с антенны, установленной на расстоянии 23 см перед тензодатчиком. Винипласт имеет нелинейную зависимость „напряжение–деформация“, и база тензодатчиков соизмерима с длиной пули, поэтому импульс деформации не прямоугольный. Амплитуда его по мере продвижения по стержню падает. Время появления сигнала на антенне согласуется с прохождением через нее импульса деформаций. Но формы их схожи только до момента завершения регистрации прохождения через антенну импульса сжатия. Далее тензодатчики показывают нуль, а на антенне меняется знак сигнала.

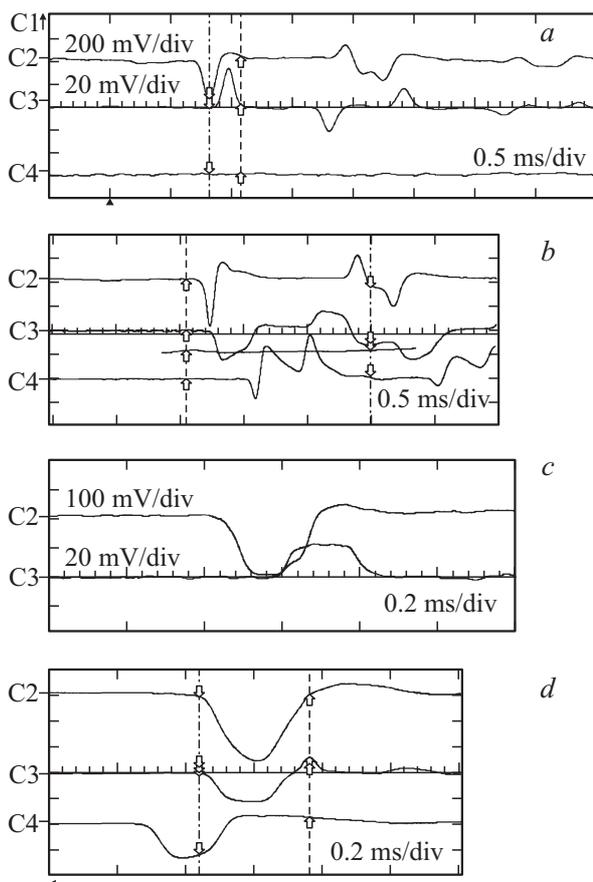


Рис. 6. Осциллограммы импульса деформации сжатия и напряженности поля, возникающего на антеннах, в момент прохождения по винилластовому стержню импульса сжатия.

По абсолютной величине положительное максимальное отклонение луча меньше, чем первое отрицательное, но на этой стадии он очень медленно приближается к нулю.

На рис. 6, *b* приведена осциллограмма, полученная при ударе по стержню тем же телом. Но канал C_3 регистрирует сигнал с антенны — трубы диаметром 50 мм и длиной 420 мм, сквозь которую проходит стержень. Труба расположена посередине стержня. Кольцевые антенны каналов C_2 и C_4 расположены на расстоянии 100 мм соответственно перед и за трубой. На C_3 видно, что после прохождения по стержню импульса сжатия, несущего отрицательный заряд, за ним в свободной от напряжений зоне стержня появляются положительные заряды. Они распределены по длине стержня большей, чем его часть, охваченная волной. Значит, в электрически нейтральном материале стержня возникновение заряда в зоне бегущей волны деформаций за ней остается зона более протяженная, заряженная распределенным зарядом другого знака, гораздо меньшей погонной плотности. Заряды равны, судя по показаниям антенны-трубы, так как при движении по ней заряда, связанного с волной сжатия, напряжение на ней падает до нуля, в то время как он находится еще в трубе. Об том же свидетель-

ствует форма сигнала, полученная при выходе зарядов из трубы.

При ударе по стержню цилиндром из оргстекла длиной 200 мм длина импульса сжатия в стержне 312 мм. На рис. 6, *c* показаны формы импульсов, регистрируемых тензодатчиками (канал C_3) и кольцевой антенной (канал C_2), расположенной на расстоянии 23 см перед тензодатчиками, а на рис. 6, *d* кольцевая антенна канала C_2 установлена в зоне расположения тензодатчиков, а канала C_4 — на расстоянии 23 см перед тензодатчиком. Эксперименты с такими длинными телами, бьющими по стержню, проводились для выяснения формы электрического сигнала на антенне при прохождении через нее по винилластовому стержню импульса сжатия, имеющего между передним и задним фронтами подъема и спада напряжений участок постоянных напряжений. На фронтах имеется градиент давлений, а между ними его не должно быть. В поставленных опытах расстояние между фронтами позволяло разделить прохождение через антенну каждого из них в виде сосредоточенного заряда. Этого, как видно из осциллограмм, не произошло. Передний фронт импульса деформаций вызвал соответствующий быстрый рост напряжения на антенне. Затем скорость увеличения напряжения плавно падает и примерно во время прохождения через антенну середины импульса деформаций начинается обратный процесс падения напряжений на антенне до нуля. Это происходит, когда уравниваются действия на антенну зарядов противоположных знаков, возникших в зоне действия деформаций сжатия и следующей за ней зоной, сводной от них. Вид той части осциллограммы (луч C_2) рис. 6, *c*, которая начинается в момент начала падения напряжения, напоминает ту же часть осциллограммы на рис. 2, *b*, полученную при движении тел в воздухе с большей скоростью.

Заключение

1. При движении тел в воздухе сопровождающие их электрические заряды возникают в зонах возникновения в нем градиента давлений. Это приводит к ускорению частиц воздуха и нарушению его электрической нейтральности.
2. Изучение электрических полей, сопровождающих движение тел в воздухе, позволяет получать информацию о сопровождающих аэродинамических процессах.
3. Движение в электрически нейтральном стержне из диэлектрического материала волны импульса деформаций одного знака порождает сопровождающее движение электрических зарядов двух знаков с различными плотностями распределения, но суммарно равных.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 14-08-00016.

Список литературы

- [1] Бивин Ю.К. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 6. С. 59–63.
- [2] Бивин Ю.К. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 10. С. 147–150.
- [3] Бивин Ю.К. // ЖТФ. 2011. Т. 82. Вып. 11. С. 106–110.
- [4] Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972. Гл. 2. С. 140.
- [5] Краснов Н.Ф. Аэродинамика тел вращения. М.: Оборонгиз, 1958. С. 560.