

УДК 539.374

РАДИАЦИОННО-ВРЕМЕННАЯ АНАЛОГИЯ И ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ФОТОВЯЗКОУПРУГОСТИ

ШАРАФУТДИНОВ Г. З.

Известно [1, 2], что радиоактивное облучение влияет на механическое поведение металлов, пластмасс и других твердых материалов. Из всех возможных проявлений воздействия радиации выделим лишь свойство изменения скоростей ползучести и релаксации в вязкоупругих телах. Именно на этом свойстве вязкоупругих материалов базируется развиваемый в настоящее время метод радиационной фотоупругости и фотовязкоупругости [3-5].

Основываясь на опубликованных [5] экспериментальных данных по изучению воздействия ионизирующего облучения на механическое поведение некоторых оптически чувствительных вязкоупругих материалов, обсуждены некоторые особенности поведения таких материалов, предложена возможная форма соотношения для учета влияния радиации на механическое поведение материалов, сформулирован принцип радиационно-временной эквивалентности и рассмотрены некоторые вопросы моделирования плоских и пространственных задач однородной и неоднородной вязкоупругости поляризационно-оптическим методом с использованием облучения.

1. В методе радиационной фотовязкоупругости [5] ионизирующее облучение постоянной интенсивности использовано для получения деформаций, возникающих вследствие радиационной механической ползучести, которую в дальнейшем будем называть вынужденной в отличие от собственной ползучести, имеющей место при отсутствии облучения. Для облегчения выделения деформаций вынужденной ползучести эксперименты в [5] проводились при температуре высокоэластического состояния. В этом случае явления собственной ползучести или релаксации практически заканчиваются за время приложения нагрузки. Нагруженный образец из оптически чувствительного вязкоупругого материала, нагретый до температуры высокоэластического состояния подвергался действию ионизирующего облучения постоянной интенсивности, в результате чего в нем развивались деформации вынужденной ползучести. На фиг. 1 представлены заимствованные из [5] кривые радиационной механической ползучести для различных уровней постоянного напряжения σ ; цифрами 1-4 обозначены кривые деформации $\epsilon \cdot 100$ в зависимости от времени t (в мин) соответственно при $\sigma=0,20; 0,23; 0,25; 0,29; 0,32$ МПа.

Видно, что деформации вынужденной ползучести удовлетворяют принципу аддитивности; следовательно [6], механическое поведение материала при облучении является линейным. Отметим также некоторые другие характерные черты механического поведения исследуемого материала при облучении. В частности, при снятии облучения значение вынужденной деформации в образце сохраняется на том уровне, какой был достигнут к моменту прекращения облучения; это говорит об отсутствии инерции воздействия радиации на механическое поведение материала. Именно это обстоятельство позволяет моделировать пространственные задачи вязкоупругости с применением метода «замораживания».

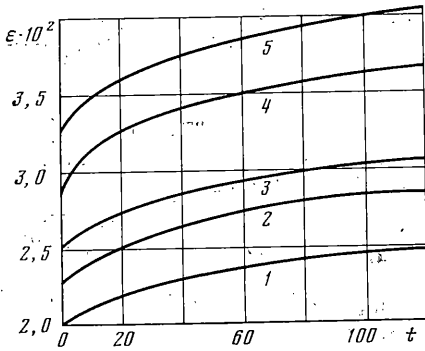
Описываемые экспериментальные факты позволяют предположить

следующее соотношение для элементарной деформации вынужденной ползучести:

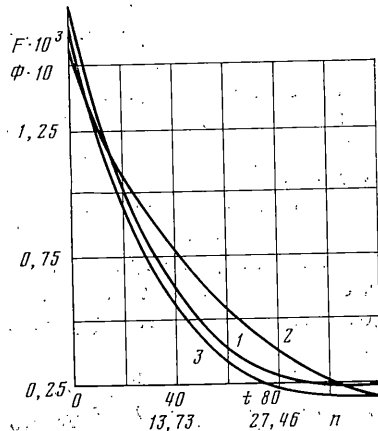
$$de_{ij} = F[\eta(t)] s_{ij} q(t) dt, \quad \eta(t) = \int_0^t q(\tau) d\tau \quad (1.1)$$

где e_{ij} , s_{ij} — девиаторы деформаций и напряжений, $\eta(t)$ — значение интегральной дозы облучения в момент t , определяемой по известному закону интенсивности облучения $q(t)$:

Элементарная вынужденная деформация обращается в нуль при отсутствии напряжений или при нулевой интенсивности облучения; следовательно, форма (1.1) в этом плане непротиворечива. Компоненты де-



Фиг. 1



Фиг. 2

виатора напряжений s_{ij} должны входить в (1.1) в первой степени в силу линейности явления вынужденной ползучести. Вопрос о зависимости элементарной вынужденной деформации от интенсивности облучения q остается открытым ввиду отсутствия информации. В случае линейной зависимости de_{ij} от q это можно подтвердить в нескольких экспериментах при различных значениях q . Несмотря на эту неопределенность, введем q в (1.1) в первой степени. Возможные отклонения зависимости de_{ij} от q от линейной будут частично скомпенсированы введением функции влияния $F(\eta)$, аргумент которой связан с интенсивностью q указанным выше соотношением.

Исходя из того, что собственные и вынужденные деформации ползучести суммируемы, интегрированием (1.1) получим дополнительное слагаемое в зависимости между напряжениями и деформациями

$$e_{ij}(t) = \int_0^t \Pi(t-\tau) ds_{ij}(\tau) + \int_0^t F[\eta(\tau)] s_{ij}(\tau) q(\tau) d\tau \quad (1.2)$$

Соотношение (1.2) имеет место при следующих предположениях: материал является стабильным и изменение температуры вследствие радиации незначительно; в противном случае следует ввести в линейную функцию ползучести отдельные аргументы и необходимо считать ее зависящей также и от температуры, либо использовать в соответствии с принципом температурно-временной суперпозиции приведенное время. Предположим также, что материал является несжимаемым.

Из аналогичных соображений запишем обратное соотношение

$$s_{ij}(t) = \int_0^t R(t-\tau) de_{ij}(\tau) - \int_0^t \Phi[\eta(\tau)] e_{ij}(\tau) q(\tau) d\tau \quad (1.3)$$

Первые члены в правых частях (1.2), (1.3) определяют собственную ползучесть и релаксацию.

Исходя из представления (1.2) определим функцию $F(\eta)$, для чего воспользуемся упомянутыми выше экспериментальными данными (фиг. 1).

Приведенные кривые иллюстрируют изменение вынужденных деформаций; их начальные значения представляют собой собственные деформации, возникающие под действием приложенных постоянных напряжений.

Учитывая все замечания ($\sigma = \sigma_0 = \text{const}$, $q = \text{const}$, $\Pi(t) = 1/2 G = \text{const}$), из (1.2) получим

$$\int_0^t F[\eta(\tau)] d\tau = \frac{\varepsilon(t)}{q\sigma_0} - \frac{1}{2Gq}$$

Для определения $F(\eta)$ из этого уравнения необходимо либо решить его для последовательных, начиная от $t=0$, времен, либо продифференцировать полученное соотношение по t ; в результате получим $F[\eta(t)] = (d\varepsilon(t)/dt)/q\sigma_0$.

График функции $F \cdot 10^3$ (1/МПа·Мрад) в зависимости от η (в Мрад) или от t (в мин) обозначен цифрой 1 на фиг. 2. Вид этой функции напоминает экспоненту с отрицательным показателем степени. В частности, определенная по двум точкам кривой F функция $0,0016 \exp(-0,0052\eta)$ или $0,0016 \exp(-0,0018\eta)$ (η — в Мрад, t — в мин) отмечена цифрой 2 на фиг. 2.

Исходя из тех же экспериментальных данных определим функцию $\Phi(\eta)$, входящую в (1.3) При принятых основных предположениях (1.3) может быть приведено к соотношению

$$\int_0^t \Phi[\eta(\tau)] f(\tau) g(\tau) d\tau = 2Gf(t) - 1, \quad f(t) = \frac{\varepsilon(t)}{\sigma_0}$$

дифференцируя которое по t окончательно имеем $\Phi[\eta(t)] = 2G(df(t)/dt)/f(t)g(t)$. График функции $\Phi \cdot 10$ (в МПа/Мрад) от η (или от t) обозначен цифрой 3 на фиг. 2.

Непосредственной проверкой нетрудно убедиться в том, что при помощи функции F может быть построена любая кривая вынужденной ползучести на фиг. 1 и, наоборот, по заданному закону изменения деформаций с использованием функции Φ определено напряжения. Так, например, используя закон изменения деформаций на фиг. 1, соответствующий $\sigma = 0,25$ МПа, и соотношение (1.3), получим $\sigma = 0,24-0,26$ МПа.

При учете собственных деформаций ползучести из (1.2) имеем

$$\int_0^t F[\eta(\tau)] s_{ij}(\tau) q(\tau) d\tau = e_{ij}(t) - \int_0^t \Pi(t-\tau) ds_{ij}(\tau) \quad (1.4)$$

Величина интеграла в левой части (1.4) может быть определена по данным двух экспериментов, один из которых проводится без облучения, при прочих равных условиях. В нем устанавливается величина интеграла в правой части (1.4). Дифференцируя (1.4) по t , получаем

$$F[\eta(t)] = \frac{1}{s_{ij}(t)q(t)} \frac{d}{dt} \left[e_{ij}(t) - \int_0^t \Pi(t-\tau) ds_{ij}(\tau) \right]$$

Приведенные экспериментальные факты есть проявление свойства вязкоупругого материала, постулируемого как принцип радиационно-временной эквивалентности, который может быть сформулирован следующим образом: радиационное облучение вязкоупругого материала способствует изменению скоростей ползучести и релаксации облучаемого материала,

определяя тем самым изменение масштаба времени процесса. Соотношения (1.2), (1.3) представляют собой одну из возможных форм выражений для учета эффектов, обусловленных проявлением упоминаемого свойства материала.

2. Известно, что используемые в поляризационно-оптическом методе материалы должны быть прозрачными, оптически чувствительными. Таких свойств не имеют, к сожалению, многие конструкционные вязкоупругие материалы. При практическом применении метода фотовязкоупругости это приводит к необходимости решения вопросов моделирования при различных материалах модели и прототипа.

Не формулируя полную систему уравнений, необходимую при выводе условий подобия, ограничимся лишь рассмотрением определяющих соотношений между напряжениями и деформациями, считая материал несжимаемым, мгновенно линейно-упругим.

2.1. Рассмотрим сначала моделирование при температуре высокоэластического состояния. Ограничимся, к примеру, ползучестью. Формула (1.2) примет вид

$$e_{ij}(t) = \frac{s_{ij}(t)}{2G_m} + \int_0^t F[\eta(\tau)] s_{ij}(\tau) q(\tau) d\tau \quad (2.1)$$

Определяющие соотношения линейного вязкоупругого материала прототипа запишем в виде

$$e_{ij}(t) = \frac{s_{ij}(t)}{2G_p} + \int_0^t K(t-\tau) s_{ij}(\tau) d\tau \quad (2.2)$$

Индексы m и p означают соответственно модель и прототип.

Сравнивая (2.1) с (2.2), допустим, что первые слагаемые в правых частях соответственно равны между собой или по крайней мере находятся в известном соотношении. Этого можно достичь, например, выбором масштаба напряжений для модели. Приравнивая вторые слагаемые в правых частях (2.1), (2.2), получим уравнение

$$\int_0^t F[\eta(\tau)] s_{ij}(\tau) q(\tau) d\tau = \int_0^t K(t-\tau) s_{ij}(\tau) d\tau \quad (2.3)$$

решением которого является конкретный закон изменения интенсивности облучения $q(t)$, обращающий (2.3) в тождество. Рассмотрим это подробнее. Дифференцируя (2.3) по t , получим

$$F[\eta(t)] s_{ij}(t) q(t) = \int_0^t K'(t-\tau) s_{ij}(\tau) d\tau + K(0) s_{ij}(t) \quad (2.4)$$

Уравнение (2.4) относительно $q(t)$ является нелинейным, так как $q(t)$ входит в аргумент функции F . Не конкретизируя зависимость от времени t , приведем (2.4) к уравнению $F(\eta) d\eta/dt = \Psi(t)$, представляющему собой обыкновенное дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными. Решение этого уравнения позволяет разделить интегральную дозу облучения $\eta(t)$, а следовательно, и $q(t) = d\eta/dt$.

Исследуем влияние напряжений на вид уравнения (2.4). Вначале рассмотрим более простой случай постоянного напряжения, а именно: пусть при $t=0$ одна из компонент девятора напряжений — обозначим ее $s_{\alpha\beta}$ — задается при помощи функции Хевисайда ($s_{\alpha\beta} = s_{\alpha\beta}^0 h(t)$). Тогда нетрудно видеть, что решение уравнения (2.4) при $t \geq 0$ не зависит от величины $s_{\alpha\beta}^0$. Это означает, что найденный закон изменения интенсивности облучения вне зависимости от величины $s_{\alpha\beta}^0$ обеспечивает одинаковые законы изменения деформаций в (2.1), (2.2). Переходя теперь к произвольному

закону изменения напряжений, представим $s_{\alpha\beta}(t)$ в следующем виде:

$$s_{\alpha\beta} = \sum_{i=0}^N b_i h(t-t_i) \quad (2.5)$$

Выражение (2.5) обозначает, что некоторая кусочно-непрерывная функция представлена в виде большого числа «ступенек». При $N \rightarrow \infty$ функция $s_{\alpha\beta}(t)$ может быть аппроксимирована выражением (2.5) с какой угодно точностью. Подставляя (2.5) в (2.4) и вводя масштаб напряжений a , получим

$$F[\eta(t)]q(t) \sum_{i=0}^N b_i h(t-t_i) = a \int_0^t K_1(t-\tau) \sum_{i=0}^N b_i h(\tau-t_i) d\tau$$

$$K_1(t-\tau) = K(t-\tau) + K(0)\delta(t-\tau)$$

Учитывая свойство функции Хевисайда, имеем

$$F[\eta(t)]q(t) \sum_{i=0}^N b_i h(t-t_i) = \sum_{i=0}^N b_i a \int_0^t K_1(t-\tau) d\tau \quad (2.6)$$

Выше было показано (при $a=1$), что $F[\eta(t)]q(t) = \int_0^t K_1(t-\tau) d\tau$ для пределов интегрирования от 0 до t . В (2.6), однако, нижние пределы интегрирования, за исключением, быть может, t_0 , отличны от нуля. Поэтому интегралы под знаком суммы в (2.6) необходимо дополнить суммой

$$\sum_{i=0}^N b_i a \int_0^{t_i} K_1(t-\tau) d\tau, \quad b_i a \int_0^{t_i} K_1(t-\tau) d\tau = b_i F[\eta(t)]q(t) \quad (t \in [0, t_i])$$

и добавляя соответствующую сумму к левой части (2.6), окончательно имеем

$$F[\eta(t)]q(t) \sum_{i=0}^N b_i = a \int_0^t K_1(t-\tau) d\tau \sum_{i=0}^N b_i$$

Таким образом установлено, что закон изменения интенсивности облучения, обеспечивающий совпадение законов изменения деформаций в (2.1) и (2.2) при постоянном напряжении, обеспечивает совпадение законов деформирования в (2.1) и (2.2) при любом кусочно-непрерывном изменении напряжений.

Этот факт дает возможность установить в простейших экспериментах закон изменения интегральной дозы облучения, обеспечивающей совпадение, по крайней мере с точностью до постоянного множителя, процессов деформирования в модели и прототипе.

Полагая в (2.3) компоненту девиатора напряжений постоянной, будем иметь

$$\int_0^t F(\eta) d\eta(\tau) = \int_0^t K(t-\tau) d\tau. \quad (2.7)$$

Правая часть этого соотношения представляет собой функцию ползучести. Левую часть по аналогии можно называть функцией радиационной механической или вынужденной ползучести. Таким образом задача свелась к сравнению функции ползучести материала прототипа с функцией вынужденной ползучести модельного материала. Поскольку в каждый момент времени значения функции ползучести вполне конкретны, то единственной возможностью удовлетворения (2.7) является определение такого закона облучения $\eta(t)$, который обеспечивает выполнение (2.7) в любой момент времени.

Практическое решение уравнения (2.7) можно осуществить графически, например, по такой схеме: функции собственной ползучести и функции вынужденной ползучести, полученные в эксперименте с постоянной интенсивностью облучения (в этом случае $\eta=qt$), вычерчиваются так, чтобы их начальные значения совпадали. Тем самым одновременно будет определен масштаб напряжений. Если указанные кривые не совпадают, то, очевидно, всегда можно провести прямую, параллельную оси t , пересекающую эти кривые. Абсцисса пересечения прямой с кривой собственной ползучести определит некоторый момент времени t_1 , а с кривой вынужденной ползучести — t_2 . Это определяет значение интегральной дозы облучения $\eta=qt_2$, которую необходимо обеспечить к моменту t_1 , для того, чтобы значения функций собственной и вынужденной ползучести в момент t_1 были равны.

Учитывая теперь собственную ползучесть модельного материала, вместо (2.1) имеем

$$e_{ij}(t) = \frac{s_{ij}(t)}{2G_m} + \int_0^t K_m(t-\tau) s_{ij}(\tau) d\tau + \int_0^t F[\eta(\tau)] s_{ij}(\tau) q(\tau) d\tau \quad (2.8)$$

Равенство первых слагаемых в правых частях (2.8) и (2.2) устанавливается путем введения соответствующего масштаба напряжений. Основные трудности здесь возникают при учете высокоэластических составляющих. Приравнивая между собой правые части и для простоты считая первые слагаемые равными между собой (т. е. $a=1$), получим

$$\int_0^t K_m(t-\tau) s_{ij}(\tau) d\tau + \int_0^t F[\eta(\tau)] s_{ij}(\tau) q(\tau) d\tau = \int_0^t K_p(t-\tau) s_{ij}(\tau) d\tau$$

Закон изменения дозы облучения проще всего установить в экспериментах со ступенчатым приложением нагрузки. В этом случае из последнего соотношения имеем

$$\int_0^t F[\eta(\tau)] q(\tau) d\tau = \int_0^t K_p(t-\tau) d\tau - \int_0^t K_m(t-\tau) d\tau$$

Левая часть этого соотношения неотрицательна. Отсюда следует условие

$$\int_0^t K_p(t-\tau) d\tau \geq \int_0^t K_m(t-\tau) d\tau \quad (2.9)$$

т. е. значение функции ползучести модельного материала ни для какого момента времени не должно превосходить значения соответствующей функции материала прототипа. Физически это легко объясняется тем, что облучение может только ускорять процессы ползучести и релаксации. Исходя из этого температуру модельного процесса следует выбирать такой, чтобы удовлетворить условию (2.9).

Случай уменьшения скоростей ползучести или релаксации при облучении здесь не обсуждается ввиду отсутствия экспериментальных данных.

2.2. Использование радиоактивного облучения вязкоупругих моделей позволяет сравнительно просто воспроизводить характеристики неоднородного вязкоупругого материала.

Если моделирование проводится при температуре высокоэластического состояния, то используется соотношение (2.1), при учете собственной ползучести — соотношение (2.8). Считая модельный материал однородным, т. е. материальные функции не зависящими от координат, нетрудно понять, что любые изменения вынужденной деформации, отражающей неоднородность механических свойств материала прототипа, могут быть получены за счет неоднородного облучения. Закон изменения дозы облучения, зависящий не только от времени, но и от координат, необходимый для воспроизведения на модельном материале неоднородности материала прототипа, оп-

ределяется при помощи его конкретных характеристик. Пространственный случай будет рассмотрен ниже. В случае же плоских задач наиболее простой путь получения неоднородности — использование экрана переменной плотности. В том случае, когда характер неоднородности изменяется со временем, причем это изменение зависит от координат, возможно использование сменных экранов, обеспечивающих приближенную кусочно-непрерывную аппроксимацию заданной неоднородности на модельном материале.

Наиболее благоприятный случай — это моделирование упругого неоднородного материала на вязкоупругом модельном материале при температуре высокоэластического состояния с использованием «замораживания» или без него. В этом случае использование неоднородного облучения позволит, введя понятие изохронности, получить к заданному моменту времени необходимые упругие характеристики неоднородного материала.

При моделировании неоднородных задач вязкоупругости с учетом собственной ползучести первоочередной задачей является выделение в теле прототипа точки, в которой относительное изменение характеристики наименьшее по сравнению с первоначальным значением. Затем необходимо выбрать температуру модельного процесса такой, чтобы относительное изменение характеристик модельного материала было меньше наименьшей аналогичной величины в теле прототипа, после чего устанавливается зависящий от времени и координат закон облучения модельного материала. Отметим необходимость учета явления последействия в этом случае после прекращения облучения.

3. Использование радиоактивного облучения в поляризационно-оптическом методе дает реальную возможность исследования пространственных задач вязкоупругости. Одна из таких возможностей связана с «замораживанием» вынужденных деформаций [5]. Так же, как и в фотоупругости, из модели вырезаются срезы, которые затем исследуются по общепринятой методике. При обработке данных обычно используют один из вариантов метода переменных модулей. Такое ограничение необходимо для того, чтобы не привлекать к рассмотрению промежуточные состояния, а определить напряжения и деформации по конечному состоянию.

Отметим, что такое ограничение при постоянных напряжениях излишне. Действительно, как видно из (2.1), знание закона дозы облучения, параметров конечного состояния и учет линейности поведения материала позволяют определить все параметры промежуточных состояний, необходимые, например, при вычислении напряжений по известным деформациям или наоборот.

Рассмотрим вопрос об определении напряжений и деформаций по данным поляризационно-оптического метода. При моделировании плоских задач этот вопрос не возникал, так как можно было предположить, что история процесса могла быть зафиксирована так же, как и в обычном методе фотовязкоупругости, соблюдая, однако, правила техники безопасности. При моделировании пространственных задач прямые наблюдения невозможны, за исключением метода рассеянного света, но этот метод пока большого распространения не получил.

Итак, пусть в модели реализуется некоторое напряженно-деформированное состояние, характеризуемое симметричными тензорами напряжений σ_{ij} , деформаций ε_{ij} и, кроме того, поскольку тело обладает оптической анизотропией, тензором диэлектрической проницаемости κ_{ij} . Основной закон фотовязкоупругости заключается, как известно, в установлении зависимостей между σ_{ij} , ε_{ij} и κ_{ij} . Для определенности запишем основной закон линейной фотовязкоупругости в виде

$$\kappa_{ij} - \frac{1}{3} \kappa_{ij} \delta_{ij} = \int_0^t P(t-\tau) d\varepsilon_{ij} \quad (3.1)$$

Учитывая (2.1), получим

$$\kappa_{ij} - \frac{1}{3} \kappa_{ij} \delta_{ij} = \int_0^t P(t-\tau) d \left[\frac{s_{ij}(\tau)}{2G_m} + \int_0^\tau F[\eta(\theta)] s_{ij}(\theta) q(\theta) d\theta \right] \quad (3.2)$$

С точностью до постоянного множителя, аналогично тому, как это сделано в [7], будем иметь

$$m \cos 2\varphi = \int_0^t P(t-\tau) d \left[\frac{(\sigma_1 - \sigma_2) \cos 2\alpha}{2G_m} + \int_0^\tau F[\eta(\theta)] (\sigma_1 - \sigma_2) \cos 2\alpha q(\theta) d\theta \right] \quad (3.3)$$

где m — порядок полос, φ — параметр изоклины, $\sigma_1(t)$, $\sigma_2(t)$ — главные напряжения, $\alpha(t)$ — угол, характеризующий главные направления тензора напряжений.

Если $\sigma_1 - \sigma_2$ и α от времени не зависят, то (3.3) примет вид

$$m(t) = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2G_m} P(0) + (\sigma_1 - \sigma_2) \int_0^t P(t-\tau) dg(\tau), \quad g(t) = \int_0^t F[\eta(\tau)] q(\tau) d\tau. \quad (3.4)$$

Таким образом, величина двойного лучепреломления состоит из двух слагаемых: первое возникает при деформировании материала без облучения, второе — при наличии облучения. Подчеркнем, что рассматривается материал, находящийся в условиях высокоэластического состояния.

Так же как и в [7], определение $\sigma_1 - \sigma_2$ и α сводится к решению системы двух уравнений, состоящей из (3.3) и аналогичного уравнения, записанного для касательных компонент тензоров κ_{ij} и ε_{ij} , при известных величинах m и φ .

Радиоактивное облучение целесообразно использовать для моделирования пространственных задач неоднородной вязкоупругости. В общем случае облучения от одного источника уже недостаточно. Наличие двух или большего числа источников позволит создать пространственно-неоднородное облучение, а тем самым и пространственно-неоднородный материал. Однако создание произвольной неоднородности связано с определенными трудностями. Рассмотрим это подробнее.

Пусть в квадрате, две стороны которого совпадают с координатными осями, выделено некоторое число точек, расположенных в узлах пересечения двух семейств прямых, параллельных координатным осям. Если число прямых, параллельных одной координатной оси, равно i , а другой — j , то число узлов равно ij . При использовании двух независимых источников облучения, один из которых излучает в направлении одного семейства прямых, а второй — другого семейства, получим, что для определения $i+j$ неизвестных законов излучения (в точках пересечения семейств прямых со сторонами квадрата) имеется ij уравнений. Точно так же, выделив некоторое число точек в кубе, при таких же предположениях получим систему ijk уравнений для $i+j+k$ неизвестных. Такие системы очень быстро становятся переопределенными и их однозначные решения возможны, по-видимому, лишь при каких-то частных случаях неоднородности. В общем случае возможно лишь приближенное воспроизведение неоднородности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильюшин А. А., Ленский В. С. Соппротивление материалов. М.: Физматгиз, 1959. 371 с.
2. Огибалов П. М., Малинин Н. И., Нетребко В. П., Кишкин Б. П. Конструкционные полимеры. Т. 1. М.: Изд-во МГУ, 1972. 322 с.
3. Савченко В. И., Шокогья С. Г. «Замораживание» термоупругих деформаций с применением облучения. — В кн.: Тр. 7-й Всес. конференции по поляризационно-оптическому методу исследования напряжений. Т. 3. Таллин: Изд-во АН ЭССР, 1971, с. 30—33.
4. Савченко В. И. Развитие радиационной фотоупругости. — В кн.: Матер. 8-й Всес. конференции по методу фотоупругости. Т. 1. Таллин: Изд-во АН ЭССР, 1979, с. 81—91.
5. Кыш В. В., Мильников А. В., Савченко В. И., Тадеуш В. А., Чешун Л. С. Моделирование пространственных задач вязкоупругости поляризационно-оптическим методом с применением облучения. — В кн.: Матер. 8-й Всес. конференции по методу фотоупругости. Т. 3. Таллин: Изд-во АН ЭССР, 1979, с. 117—119.
6. Леви П. Конкретные проблемы функционального анализа. М.: Наука, 1967. 510 с.
7. Нетребко В. П., Шарафутдинов Г. З. Исследование метода линейной фотовязкоупругости. — Упругость и неупругость: Сб. статей. М.: Изд-во МГУ, 1973, вып. 3, с. 173—187.

Москва

Поступила в редакцию
5.1.1983