

щих элементов приведет к расширению механической перестройки частоты генератора и к увеличению мощности его выходного сигнала.

Наличие двух выводов энергии может быть полезно во многих системах с синхронизацией, автоматическим регулированием частоты и др. [6]. Очевидна перспектива сложения мощностей нескольких диодов в рассматриваемой колебательной системе путем размещения их под металлочискими неоднородностями. Можно считать, что полупроводниковые генераторы с квазиоптической диэлектрической резонансной системой найдут применение при создании ДИС миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн.

Авторы благодарны Г. А. Малышеву за изготовление экспериментальных макетов.

Литература

- [1] Itoh T. Microwave J., 1982, v. 25, N 9, p. 113—126.
- [2] Взятыйшев В. Ф. В кн.: Проектирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах. Саратов, 1983, с. 15—18.
- [3] Йогансен Л. В. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 5, с. 308—311.
- [4] Хансперджер Р. Интегральная оптика. М.: Мир, 1985. 379 с.
- [5] Андреев С. Д., Девятков Н. Д., Шестопалов В. П. ДАН СССР, 1978, т. 240, № 6, с. 1340—1343.
- [6] Lazarus M. J., Davis R. Microwave J., 1985, v. 28, N 3, p. 165—170.

Институт радиофизики
и электроники АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
25 июня 1987 г.

УДК 539.4 : 678.067

Журнал технической физики, т. 58, в. 11, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ В ВОЛОКНИСТОМ КОМПОЗИТЕ МЕТОДОМ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

И. Н. Жданова, Д. Н. Карпинский

Известно, что в нагруженных волокнистых композитах (ВК) наблюдается длительная стадия объемного разрушения (многократное дробление волокон), при этом разрывы волокон вызывают в матрице структурные изменения, размеры которых сравнимы с расстоянием между волокнами [1]. Цель настоящей работы заключается в иллюстрации взаимодействия очагов разрушения и их влияния на накопление повреждений в нагруженном ВК.

Рассмотрим цилиндрический образец ВК длины L , армированный однонаправленными непрерывными волокнами с гексагональной упаковки. Расстояние между ближайшими соседними волокнами $l = \sqrt{7/6} \sqrt{3} \cdot d_f \sqrt{\pi/v_f}$, где d_f — диаметр волокна, а v_f — объемная доля волокон. Образец ВК растягивается вдоль направления волокон постоянной нагрузкой σ_0 при постоянной температуре T . Растягивающее напряжение в волокнах и матрице определяется формулами

$$\sigma_f = \frac{\sigma_0}{\sigma_f + E_m v_f / E_f}, \quad \sigma_m = \frac{\sigma_0}{v_m + E_f v_f / E_m},$$

где $v_m = 1 - v_f$, а E_f и E_m — модули Юнга волокон и матрицы соответственно. Кинетика накопления повреждений волокон, учитывающая корреляцию мест разрывов моделировалась аналогично [2, 3]. В этих работах процесс дробления волокон рассматривался как ветвящийся процесс, при этом в [2] учитывались лишь корреляции мест разрывов вдоль одного волокна, а в [3] предполагалась также корреляция мест разрывов соседних с разорванным волокон за счет их перегрузки. В данной работе дополнительно учтена перегрузка соседних волокон из-за трещин в матрице, возникших при разрывах волокон.

При разрыве волокна длиной x на расстоянии ξ от одного из концов волокна выделяется энергия

$$\delta E = E(x) - E(\xi) - E(x - \xi),$$

где

$$E(x) = \frac{\pi d_f^2}{8 E_f} \int_0^x \sigma(z) dz, \quad \sigma(z) = \sigma_f \left[1 - \operatorname{ch} K \left(\frac{z - \frac{x}{2}}{d_f} \right) \right] \operatorname{ch} K \frac{x}{d_f},$$

$$K = 8 \frac{G_m}{E_f} \frac{v_f^{1/2}}{1 - v_f^{1/2}}, \quad G_m = E_m (1 + \nu_m).$$

Эта энергия расходуется на образование трещины раскрытия и пластическое деформирование матрицы вблизи места разрыва [4].

Предположим, что образовавшаяся трещина имеет форму диска, радиус которого равен

$$r_c = \sqrt{\frac{\alpha \delta E}{2\pi \Gamma_m} + \frac{d_f^2}{4\Gamma_m} (\Gamma_m - \Gamma_f)}. \quad (1)$$

В (1) $\alpha \delta E$ — доля выделившейся энергии, затрачиваемой на образование трещины; $\Gamma_m \gg \Gamma_f$ — удельная эффективная поверхностная энергия материала матрицы. Предположим также, что ближайшие волокна «экранируют» напряжения в матрице из-за раскрытия трещины, поэтому r_c не превосходит l .

Остаток энергии $(1 - \alpha)\delta E$ затрачивается на пластический сдвиг матрицы вблизи места разрыва. Предположим, аналогично [5], что определяющее уравнение для материала матрицы имеет вид

$$\tau/\tau_0 = f(\gamma/\gamma_0) [1 + p_1 \ln(1 + \dot{\gamma}/\dot{\gamma}_0)], \quad (2)$$

где τ , γ — сдвиговые напряжения и деформация в матрице, возникающие при движении со скоростью \dot{u} концов разорванного волокна. В (2) $f(z) = z^n / (1 + az^{n+1})$, а τ_0 , γ_0 , a , n , p_1 — параметры материала.

В [5] показано, что если скорость перемещения превышает \dot{u}^* , то решение типа простой пластической волны дает локализацию деформации в приграничном слое порядка δ , называемую «захват волны».

Численные расчеты [5] показали, что при $n=0.02$ и $a=0.005$ в (2) толщину сильно деформированного слоя можно оценить так

$$\delta = 0.014 c_0^2 / \dot{\gamma}_0 (\dot{u} + \dot{u}^*) \quad (3)$$

при $P_1=0.05$, $\gamma_0=0.01$, $0 < \dot{u} < c_0$, где $c_0 = \sqrt{\tau_0 / \rho_m}$, ρ_m — плотность.

Будем полагать, что (3) может служить оценкой для размеров области значительных пластических деформаций в матрице вблизи места разрыва волокна. Разумно предположить, что в этих областях исчерпана деформационная способность матрицы, а это приводит к уменьшению Γ_m и к увеличению r_c (1).

В данной модели предполагается, что образец ВК разбит на 10 слоев, перпендикулярных направлению волокон. При разрыве волокна в k -слое образуется трещина и область больших пластических деформаций в виде цилиндра с осью на данном волокне диаметром 2δ и высотой $L/10$. Если в соседнем волокне образуется трещина, путь которой проходит через область больших деформаций, то ее размер вычисляется исходя из предположения об эффективной удельной поверхностной энергии $\Gamma_0 < \Gamma_m$. При этом Γ_0 вычисляется как средняя величина Γ_m и Γ_m/s пропорционально площадям, захватываемым трещиной в сильно Σ_1 и слабо Σ_2 деформированных областях матрицы

$$\Gamma_0 = \frac{\Gamma_m \Sigma_2 + \Gamma_m \Sigma_1 / s}{\Sigma_1 + \Sigma_2}, \quad (4)$$

где s — постоянная уменьшения Γ_m в сильно деформированной области матрицы.

Для расчетов выбраны следующие значения постоянных: $E_f = 4 \cdot 10^4$ кГ/мм², $d_f = 0.14$ мм, $\nu_f = 0.5$ (борные волокна), $\Gamma_m = 1$ Дж/м², $E_m = 7200$ кГ/мм² (алюминиевая матрица), $L = 50$ мм, эффективная длина волокна $l_c = 3$ мм, $\sigma_0 = 20$ кГ/мм², $\alpha = 0.5$, $s = 5$. Поскольку набор постоянных из (2), (3) для алюминиевой матрицы неизвестен авторам, то для качественной оценки приняты постоянные, соответствующие слабой стали [5]. В частности, величина критической скорости перемещения $\dot{u}^* = 30$ м/с, а постоянная $c_0 = 200$ м/с в (3) для этого материала.

Результаты расчетов представлены на рис. 1—3, откуда видно, что распределение мест разрывов $n(x, t)$ в образце ВК является гладкой функцией, монотонно возрастающей с ростом $t/\tau(L)$. Здесь и далее $\tau(L)$ — среднее время жизни волокна длиной L , которое зависит также от σ_0 и T [2, 3]. С другой стороны, количество энергии, выделяемое при разрывах волокон в единицу времени $W(x, t)$ имеет выраженную пикообразную форму. Одной из основных причин указанного несовпадения распределений $n(x, t)$ и $W(x, t)$ является дальное действие возмущений, действующих на высокомодульное волокно («размазывание» возмущения вдоль волокна) [1, 6]. Другой характерной чертой нашей модели является учет локальности воз-

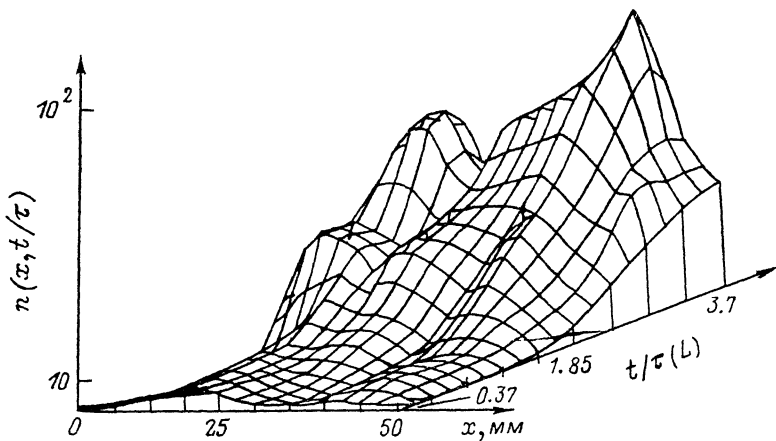


Рис. 1. Эволюция распределений мест разрывов волокон в ВК в зависимости от безразмерного времени $t/\tau(L)$ и координаты x вдоль направления волокон в образце.

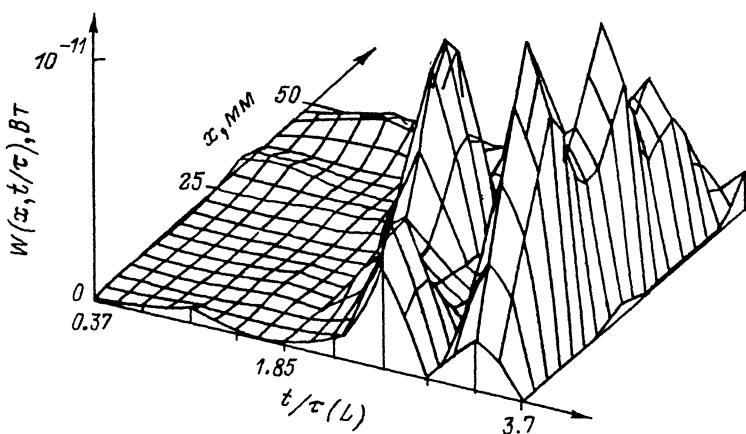


Рис. 2. Эволюция распределений выделившейся мощности при разрывах высокоомодульных волокон в ВК как функция безразмерного времени $t/\tau(L)$ и координаты x вдоль направления волокон.

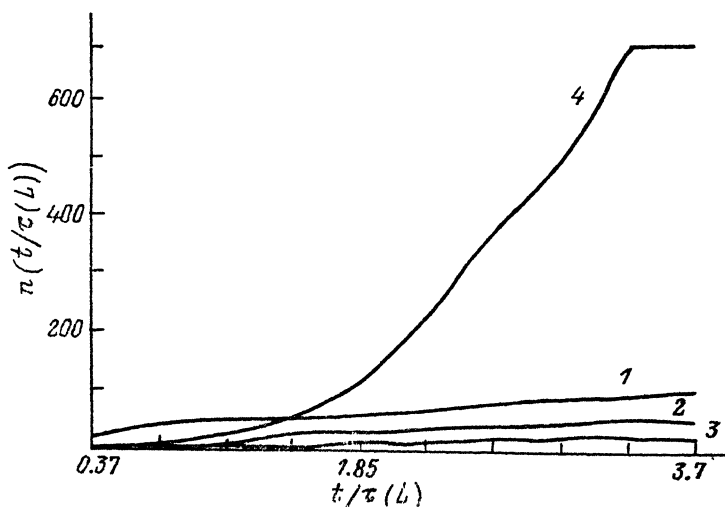


Рис. 3. Временная зависимость количества разрывов волокон.

1 — одиночные разрывы, 2 — согласованные двойные, 3 — тройные, 4 — 4-х и более высокой кратности.

действия разрыва волокна на окружающую его матрицу. По нашему мнению, эти два положения составляют основу теории, способной в дальнейшем обосновать в деталях экспериментальные данные [4].

Рассмотрим теперь подробнее вклад отдельных разрывов волокон в рамках тех же представлений. На раннем этапе процесса накопления разрывов волокон преобладают одиночные разрывы, они же дают основной вклад в выделяемую мощность W (рис. 3). Здесь же явно видна последовательность «включения» механизмов согласованных разрывов возрастающей кратности. На рис. 3 видно затухание действия механизмов по мере исчерпания мест разрывов волокон. Особое внимание следует обратить на заметное возрастание числа многократных разрывов, существенно превышающих количество одиночных разрывов волокон.

Представленные результаты расчетов на ЭВМ подтверждают важность учета кооперативности процесса накопления повреждений на примере образца ВК. Специфика данного материала связана с его сильной анизотропией механических свойств: дальнедействием возмущения волокон вдоль направления растяжения и локализацией возмущения матрицы при разрыве высокомодульного волокна.

Авторы благодарят А. Н. Орлова за полезные советы и внимание к работе.

Литература

- [1] Аргон А. В. В кн.: Композиционные материалы. Разрушение и усталость. М., 1978, с. 166—202.
- [2] Карпинский Д. Н., Ахтырец Д. Ф. Изв. Сев.-Кавк. научн. центра высш. шк. Естеств. науки, 1980, № 1, с. 30—32.
- [3] Жданова И. Н., Карпинский Д. Н. Изв. Сев.-Кавк. научн. центра высш. шк. Естеств. науки, 1986, № 2, с. 67—72.
- [4] Лексовский А. М., Абдуманонов А., Ахунов Р. П. и др. МКМ, 1984, № 6, с. 1004—1010.
- [5] Уи Ф. Н., Френд Л. В. J. Mech. Phys. Sol., 1984, v. 32, N 2, p. 119—132.
- [6] Баженов С. Л., Маневич Л. И., Берлин Ал. Ал. ДАН СССР, 1984, т. 277, № 4, с. 854—857.

Ростовский государственный университет
им. М. А. Суслова

Научно-исследовательский институт
механики и прикладной математики
Ростов-на-Дону

Поступило в Редакцию
27 июня 1987 г.

ДОУСКОРЕНИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ В ЛИНЕЙНОМ ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ

В. А. Кияшко, Е. А. Корнилов, В. А. Винокуров

Несмотря на впечатляющие результаты по генерации мощных ионных пучков (МИП), по существу нерешенной является проблема доускорения сильноточных зарядово-нейтральных пучков ионов, энергия которых в ряде случаев должна существенно превышать мегавольтовый уровень [1]. Для увеличения энергии МИП можно использовать способ ускорения ионов в линейном плазменном индукционном ускорителе [2]. Однако при транспортировке МИП в однородной плазме в области дрейфа между ускоряющими зазорами наблюдается пучково-плазменная неустойчивость, приводящая к аномально большим потерям энергии ускоренных ионов, что существенно снижает эффективность ускорения [3, 4]. Известно [5], что в неоднородной плазме, когда масштаб неоднородности меньше длины релаксации пучка, происходит срыв резонанса между волнами и частицами, а коллективное взаимодействие при этом подавляется. Как показано в данной работе, использование неоднородной плазмы в канале транспортировки пучка позволяет реализовать эффективное доускорение МИП в линейном индукционном ускорителе.

Целью данной работы является экспериментальное исследование возможности доускорения килоамперных ионных пучков микросекундной длительности в трехззорном ионном индукционном ускорителе (ИИДУС), содержащем инжектор ионного пучка, описанный в [6], и две последовательно расположенные ускоряющие секции, каждая из которых собрана