

## ШУНТИРОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ ПРИ ОДИНОЧНЫХ УДАРАХ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ

Л.С. Новиков., А.Б.Надирадзе , С.А. Бедняков , А.В. Гаврюшин

*В статье приведены результаты лабораторных экспериментов, показывающие, что при высокоскоростном ударе твердых частиц по поверхности солнечных элементов может происходить их шунтирование и значительное ухудшение энергоотдачи. Так, для одного из исследованных образцов было зарегистрировано уменьшение напряжения холостого хода с 0.56 до 0.23 В, а тока короткого замыкания с 0.7 до 0.3 А. Потери мощности достигали при этом 90%. Последствия удара катастрофически сказываются не только на пораженном элементе, но и на группе параллельно соединенных элементов. Установлено, что при параллельном включении трех элементов, один из которых поврежден, потери мощности могут достигать 60%. Приведена модель поражения солнечных элементов, согласно которой шунтирование возникает в результате необратимых структурных изменений р-п перехода, обусловленных плавлением полупроводника в зоне удара частицы. Определена критическая скорость соударения, при которой может наблюдаться шунтирование солнечных элементов.*

### **ВВЕДЕНИЕ**

Одним из факторов, оказывающих влияние на ресурс солнечных батарей (СБ) космических аппаратов (КА) является воздействие микрометеорных частиц и частиц космического мусора. Как известно [1], современная точка зрения на механизмы воздействия твердых частиц базируется на модели механического разрушения (или эрозии) защитных стекол солнечных элементов (СЭ). При этом принимается, что потери мощности обусловлены ослаблением светового потока и пропорциональны площади пораженной поверхности.

Однако в работе [2] была высказана гипотеза о возможности аномально высокой деградации СБ, при которой относительные потери мощности могут на несколько порядков величины превышать площадь поражения. Причиной потерь в этом случае является не ослабление

светового потока, а шунтирование солнечного элемента в месте удара частицы. Схема поражения, возникающего в этом случае, представлена на рис. 1.

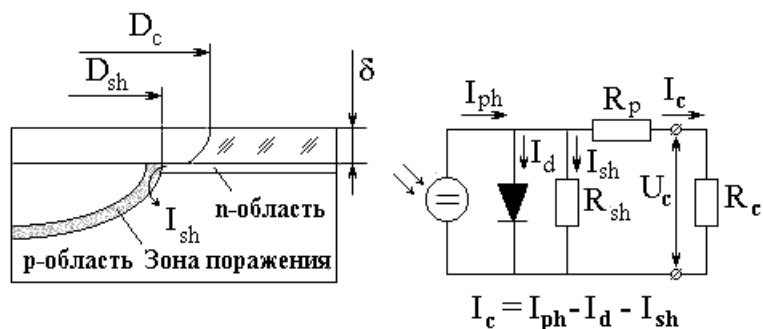


Рис.1 – Схема поражения и эквивалентная схема солнечного элемента при высокоскоростном ударе твердой частицы.

Согласно [2], шунтирование возникает в результате необратимых структурных изменений, происходящих в полупроводнике при его плавлении-рекристаллизации в мощной ударной волне, распространяющейся от эпицентра удара. Необходимым условием шунтирования является превышение максимального давления  $P_{max}$ , развиваемого при ударе, некоторого критического значения  $P^*$ , соответствующего началу плавления кремния. Для большинства материалов частиц (*Al*, *Ni*, *Fe* и т.д.) это условие выполняется при скоростях соударения  $V > 5 - 8$  км/с. Размер частиц должен быть достаточным для того, чтобы пробить защитное стекло СЭ и развить давление  $P^*$  на глубине залегания *p-n* перехода.

Рассмотренная выше гипотеза и построенная на ее основе модель позволили дать вполне удовлетворительное объяснение значительным (более 80%) потерям мощности СБ КА «Вега» при встрече с пылевым облаком кометы Галлея [3]. Однако прямого экспериментального подтверждения эффекта шунтирования до настоящего времени получено не было.

Данная статья восполняет этот пробел. В ней приводятся результаты экспериментов, которые показывают, что эффект шунтирования действительно возможен и может приводить к аномально высоким потерям мощности СБ.

## **ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ**

Эксперименты проводились на электростатическом ускорителе с генератором Ван-де-Графа (рис. 2), обеспечивающим разгон алюминиевых частиц с размерами  $0.1 \div 10$  мкм до скоростей  $15 \div 20$  км/с. Распределение частиц по скоростям, реализованное в описываемом эксперименте, приведено на рис. 3. Поток частиц на образец составлял  $0.8 - 1.2$  с<sup>-1</sup>.

В качестве образцов использовались СЭ n<sup>+</sup>-р-р<sup>+</sup> типа с гребенчатыми пишевым и тыльным контактами. Толщина СЭ составляла ~200 мкм, глубина залегания элементов прямого воздействия частиц на полупроводник, элементов было удалено.

До и после облучения образцов измерялись их темновые характеристики.

В ходе облучения регистрировался обратный ток СЭ и смещения (около 2.5В). Это позволяло контролировать изменение элементов при каждом ударе частицы. Облучение образцов происходило скачкообразное увеличение обратного тока СЭ.

Всего было исследовано три образца СЭ и для каждого скачкообразное изменение обратного тока. Диаграмма изменения сопротивления элементов приведена на рис. 4. Задержка между скачкообразного увеличения обратного тока объясняется тем, что вероятность попадания частицы, способной вызвать поражение солнечного элемента, относительно невелика. Время задержки для указанных образцов изменялось от 1 до 30 мин.

На рис. 5 приведена темновая вольтамперная характеристика СЭ до и после облучения. Характерная световая вольтамперная характеристика СЭ, измеренная при естественном освещении ( $P \approx 860 \text{ Вт/м}^2$ ), приведена на рис. 6.

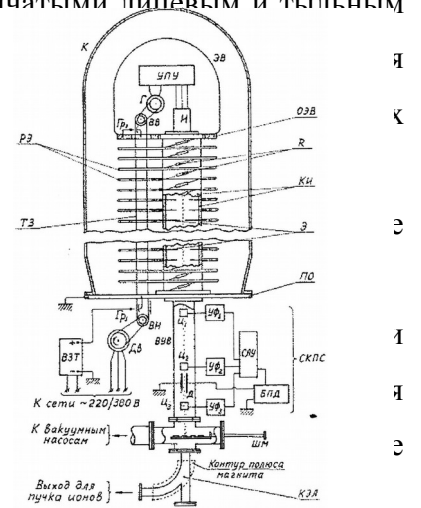


Рис.2 – Электростатический ускоритель частиц с генератором Ван-де-Графа



Рис.3 – Распределение инжектируемых частиц по скоростям

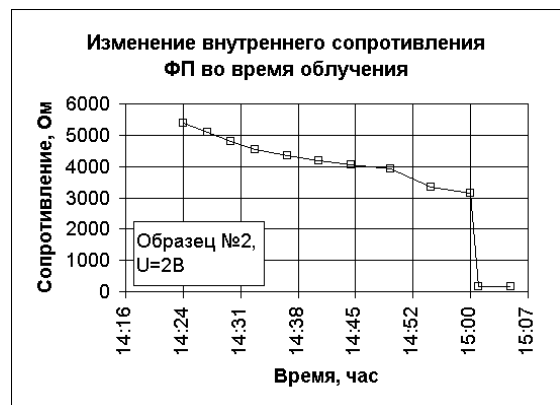


Рис. 4 – Скачкообразное изменение сопротивления солнечного элемента при попадании твердой частицы



Рис.5 – Обратная вольтамперная характеристика солнечного элемента до и после воздействия потока частиц

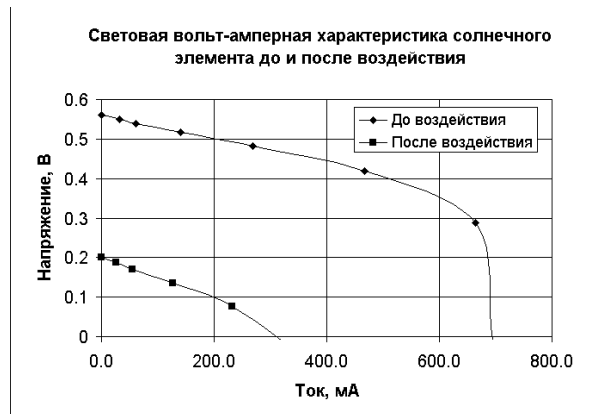


Рис. 6 –Световая вольтамперная характеристика солнечного элемента до и после облучения

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Главным итогом данного эксперимента можно считать обнаружение факта скачкообразного изменения обратного тока СЭ при одиночных ударах частиц. Это подтверждает гипотезу о возможности шунтирования СЭ и дает основания для дальнейших исследований.

Следующим итогом эксперимента является определение величины критической скорости частиц  $V_{sh}$ , при которой начинается шунтирование солнечных элементов.

Для оценки величины  $V_{sh}$  воспользуемся данными о временной задержке между началом облучения образца и моментом его шунтирования. Средняя величина этой задержки равна  $\Delta\tau = N_{sh}^{-1}$ , где  $N_{sh}$  - поток частиц с  $V > V_{sh}$ . Учитывая стохастический характер появления таких частиц, можно принять, что  $N_{sh} \leq \frac{1}{\max(\Delta\tau_i)}$ , где  $\Delta\tau_i$  - реализованные в эксперименте временные задержки. Тогда, зная распределение частиц по скоростям  $f(V)$ , можно найти нижнюю оценку критической скорости соударения из условия:

$$N_{sh} = N_0 \int_{v_{sh}}^{v_{max}} f(V)dV \leq \frac{1}{\max(\Delta\tau)} \quad (1)$$

Для определения  $V_{sh}$  аппроксимируем функцию распределения частиц по скоростям, приведенную на рисунке 2, следующей формулой:

$$f(V) = \frac{1}{e^{A+B \cdot V}}, \quad (2)$$

где  $A = 7.215$ ,  $B = 6.2 \cdot 10^{-4}$ ,  $V > 4$  км/с.

Тогда количество частиц с  $V > V_{sh}$  можно определить как:

$$N_{sh} = \frac{N_0}{B} \frac{1}{e^{A+B \cdot V_{sh}}}, \quad (3)$$

откуда

$$V_{sh} = \frac{\ln\left(\frac{1}{B} \frac{N_0}{N_{sh}}\right) - A}{B}. \quad (4)$$

Принимая  $\max(\Delta\tau) = 1800$  с, из (4) находим, что  $V_{sh} \approx 11.6$  км/с.

Теперь оценим величину критической скорости, исходя из условия плавления полупроводника при ударе алюминиевой частицы.

Как известно [4], эффекты ударного нагревания связаны с ростом энтропии вещества при прохождении фронта ударной волны. При последующем падении давления до начального уровня, накопленная энтропия сохраняется, поскольку процесс разгрузки протекает почти изэнтропически. Накопленная энтропия проявляет себя как внутренняя энергия вещества, так что температура материала повышается. Если накопленная внутренняя энергия окажется выше энергии плавления вещества мишени, то после прохождения ударной волны оно переходит в жидкое состояние.

Конечно, эта модель не совсем точна, так как она не учитывает ряда известных диссипативных процессов, связанных, например, с вязкостью и теплопроводностью вещества. Более полный анализ явлений ударного нагревания был проведен авторами работы [5]. Они вычислили для ряда материалов значения давления в ударной волне, необходимые для начала плавления, полного расплавления и испарения при разгрузке до атмосферного давления. В этих исследованиях, на основании сопоставления с экспериментальными данными, была также доказана правомерность применения энтропийного критерия для определения состояния вещества после ударно-волнового нагружения.

Найдем приращение энтропии при ударном сжатии вещества. Для этого воспользуемся уравнениями Ренкина-Гюгонио [6], рассмотренными нами ранее. С их помощью легко получить уравнения для энтропии и температуры вещества вдоль адиабаты Гюгонио.

Из термодинамического закона

$$dE = TdS - PdV \quad (5)$$

и гюгониевского уравнения энергии следует, что

$$2TdS = (V_0 - V)dP + (P - P_0)dV \quad (6)$$

Соотношения для описания связи температуры и энтропии обычно получают через уравнение состояния вещества, которое без учета электронной компоненты может быть записано в виде [6]:

$$\begin{cases} P = P_H(V) + P_T(V, T) \\ E = E_H(V) + C_V T \end{cases} \quad (7)$$

где  $P_H(V)$ ,  $E_H(V)$  – упругие составляющие давления и внутренней энергии твердого тела;  $P_T(V, T)$  – тепловая составляющая давления;  $T$  – температура;  $C_V$  – удельная теплоемкость при постоянном объеме.

В приложениях тепловую составляющую давления обычно связывают с коэффициентом Грюнайзена  $\gamma$ , который характеризует отношение теплового давления  $P$  к энергии решетки  $E = C_V T$  и является функцией только удельного объема твердого тела:

$$P_T(V, T) = \gamma(V) \frac{C_V T}{V} \quad (8)$$

$$\gamma(V) = \gamma_0 \left( \frac{V}{V_0} \right)^\beta \quad (9)$$

Для многих материалов показатель степени  $\beta$  в соотношении (9) может быть принят равным 1. Тогда окончательно, из соотношений (5) – (7) и (9) находим выражение, связывающее температуру и энтропию на адиабате Гюгонио:

$$\frac{dT}{T} = -\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dS}{C_V} \quad (10)$$

Из уравнений (5) – (7) и (9) можно получить следующую систему дифференциальных уравнений, описывающих процесс ударно-волнового нагрева материала:

$$\begin{cases} \frac{dT}{d\eta} = \frac{1}{2C_V \rho_0} \left( \eta \frac{dP}{d\eta} - P \right) + \gamma_0 T \\ \frac{dS}{d\eta} = \frac{1}{2\rho_0 T} \left( \eta \frac{dP}{d\eta} - P \right) \end{cases} \quad (11)$$

здесь  $\eta = 1 - \rho_0 V$  - сжимаемость вещества.

Совместное интегрирование уравнений (11) позволяет найти температуру и энтропию вдоль адиабаты Гюгонио. Для оценки температуры вещества после разгрузки, т.е. после прохождения ударной волны, можно воспользоваться хорошо известной формулой:

$$\Delta S = C_V \ln \frac{T}{T_0}$$

Теперь, величину давления, соответствующую началу плавления вещества, можно определить по интенсивности ударной волны, в которой увеличение энтропии будет равно разнице энтропии вещества в исходном состоянии и в точке плавления. Для кремния эта величина составляет  $\Delta S = 1.08$  кДж/кг·К. При этом, расчетная величина давления в ударной волне, полученная при численном решении системы уравнений (11), составляет 68 ГПа.

Тогда, при известной критической амплитуде ударной волны  $\sigma_s$ , критическая скорость частиц, соответствующая началу плавления материала мишени, будет:

$$V_{sh} = \sqrt{\left( \frac{c_k}{2 \cdot s_k} \right)^2 + \frac{\sigma_s}{\rho_k \cdot s_k}} + \sqrt{\left( \frac{c_t}{2 \cdot s_t} \right)^2 + \frac{\sigma_s}{\rho_t \cdot s_t}} - \left\{ \left( \frac{c_k}{2 \cdot s_k} \right) + \left( \frac{c_t}{2 \cdot s_t} \right) \right\} \quad (12)$$

здесь –  $c, s$  – константы адиабаты Гюгонио,  $\rho$  – массовая плотность материала, индексы  $k, t$  обозначают материал частицы и мишени, соответственно.

Из (12) находим, что критическая скорость частиц для пары алюминий – кремний равна 6.5 км/с.

Полученное значение почти в 2 раза ниже критической скорости, определенной из эксперимента. Причиной этого расхождения может являться тот факт, что поскольку бомбардирующие частицы имели довольно большой разброс по размерам, только часть из них могла поразить полупроводник. Для оценки доли таких частиц примем, что в диапазоне размеров 1-0.1 мкм частицы имеют степенное распределение  $dN = K a_k^{-\alpha} da_k$  с показателем степени  $\alpha = 3$ , а размер частиц, требуемый для поражения перехода равен глубине залегания  $p$ - $n$  перехода (т.е. равен  $a_* = 0.5$  мкм). Тогда, количество частиц с размером  $a \geq a_*$ , будет:

$$N(a \geq a_*) = N_0 \left( \frac{a_*}{a_{\max}} \right)^{1-\alpha}$$

При указанных выше значениях доля частиц, способных поразить  $p$ - $n$  переход, составляет около  $0.25 N_{sh}$ . Соответственно, критическая скорость составляет при этом около 10 км/с. Поскольку более точная информация о распределении частиц по размерам и критическом радиусе частиц в настоящее время отсутствует, дальнейшее уточнение оценки критической скорости лишено смысла. Однако даже эти простые расчеты показывают, что результаты оценок критической скорости удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента. При этом полученные данные не противоречат главному выводу о возможности нелинейных механизмов деградации солнечных элементов при высокоскоростном ударе твердых частиц.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Таким образом, на основании полученных данных можно с уверенностью сказать, что эффект шунтирования СЭ при высокоскоростном ударе твердых частиц действительно возможен. Поражение СЭ происходит при одиночных ударах частиц, имеющих скорости  $V_{sh} > 6$ -12 км/с.

Пораженный СЭ практически полностью утрачивает свои электрические свойства: напряжение холостого хода снижается с 0.56 до 0.23 В, а ток короткого замыкания уменьшается в 1.5-2 раза. Последствия удара катастрофически сказываются не только на пораженном элементе, но и на группе параллельно соединенных элементов, к которой он подключен.

Дальнейшие исследования могут быть направлены на уточнение величины критической скорости частиц. Для этого необходимо обеспечить параллельное измерение параметров частиц и реакции солнечного элемента на удар. Кроме того, большой интерес представляет физика механизмов шунтирования солнечных фотоэлементов, пораженных ударом высокоскоростной твердой частицы.





## **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Раушенбах Г. Справочник по проектированию солнечных батарей: – М.:Энергоатомиздат, 1983. – 360 с.
  2. Yu.A.Rijov, M.P.Burgasov, A.B.Nadiradze, S.B.Svirschevsky, Interaction effects of Rarefied Flows of High Speed Solid Particles on the Surface (Based on the "VEGA" Spacecraft Experiments)// 17-th International Symp. On Rarefied Gas Dynamic, Aachen,FRG.-1990.
  3. M.P.Burgasov, A.B.Nadiradze.Assesment of the Solar Cell Degradation Caused by the Space Debris Impact.// Proc. of ESPC-93.- Austria, 23-27 August 1993, p.767.
  4. Зукас Дж.А., Николас Т., Свифт Х.Ф., Грещук Л.Б.,Курран Д.Р. Динамика удара. – М.:Мир, 1985.– 296 с.
  5. P.C.Chou, A.K.Hopkins.Dynamic Response of Materials to ImpulsiveLoads.- Wright-Patterson Air Force Base, Ohio.- Aug. 1972.
  6. Высокоскоростные ударные явления/Под ред. Ф.Кинслоу. – М:Мир, 1973.– 511 с., ил.
- 

## **СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ**

*Новиков Лев Симонович, профессор Московского Государственного Университета, зам. директора Нучно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В.Скобельцына, д.ф.-м.н.*

*Надирадзе Андрей Борисович, ведущий научный сотрудник Московского государственного авиационного института (технического университета), к.т.н.*

*Бедняков Сергей Александрович, ведущий инженер Нучно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В.Скобельцына.*

*Гаврюшин Алексей Владимирович, аспирант Московского государственного авиационного института (технического университета).*