

DOI 10.35264/1996-2274-2020-1-18-26

УПРАВЛЯЕМЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ НА ОСНОВЕ НАНОГРАФИТОВОЙ ПЛЕНКИ

С.Г. Лебедев, ст. научн. сотр. Института ядерных исследований РАН, канд. тех. наук, lebedev@inr.ru

Рецензент: **А.Л. Шимкевич**

Описан эффект переключения удельного электрического сопротивления в нанографитовых пленках. В отличие от случаев, опубликованных ранее, переключение в нанографитовых пленках происходит из стабильного состояния с высокой проводимостью в метастабильное состояние с низкой проводимостью. Критический ток переключения изменяется в диапазоне 10–500 мА и может быть увеличен до значений 100 А и более, подходящих для использования нанографитовых переключателей в интеллектуальных электрических сетях в качестве бесконтактных ограничителей тока и автоматических выключателей. Обсуждаются возможные механизмы явления переключения в нанографитовых пленках.

Ключевые слова: нанографит, пленки, переключение сопротивления, smart grids.

NANO GRAPHITE FILM-CONTROLLED ELECTRICAL SWITCH

S.G. Lebedev, Senior Researcher, Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Doctor of Engineering, lebedev@inr.ru

The effect of switching electrical resistivity in nanographite films is described. In contrast to the cases published earlier, switching in nanographite films occurs from a stable state with high conductivity to a metastable state with low conductivity. The critical switching current varies in the range of 10–500 mA and can be increased to values of 100 A or more, suitable for using nanographite switches in intelligent electric networks as contactless current limiters and circuit breakers. Possible mechanisms of the switching phenomenon in nanographite films are discussed.

Keywords: nanographite, films, resistance switching, smart grids.

Введение

Физические и электромагнитные свойства углерода и его производных являются предметом постоянного интереса и обширных исследований в течение многих лет. Внимание было уделено переключению в углеродных графитоподобных материалах. К. Антонович более 30 лет назад исследовал проводящие свойства стеклоглерода [1] и его испаренных осадков [2] и обнаружил эффект скачка проводимости до трех порядков величины. Изменение проводимости было обратимым, а время релаксации составляло несколько дней.

В.З. Jang и L. Zhao изучали переключающие свойства карбонизованных материалов [3]. Они изучали частично карбонизированные полиакрилонитридные волокна, которые, как было обнаружено, претерпевают изменения удельного сопротивления от 2 до 4 порядков величины в интервале температур от 98 до 200 °С. Вольт-амперные характеристики изучаемых волокон показали начальное увеличение, подобное сверхпроводящему току, с последующим быстрым падением до состояния с высоким сопротивлением и затем снова повышением тока на более поздней стадии.

Н.А. Goldberg и др. получили патент США на углеродный переключатель [4]. Это устройство было изготовлено на основе частично пиролизированного полимерного материала

при нагревании его до температуры от 500 до 800 °С. Электроды были соединены с поверхностью материала в двух разных местах, чтобы создать электрически активный элемент между ними. Устройства, изготовленные в соответствии с принципами раскрытия, демонстрируют отрицательное сопротивление в части их вольт-амперной характеристики и работают как двунаправленные электронные переключатели.

Автор этой статьи потратил более двадцати лет на изучение тонких углеродных пленок, имея в виду их применение в первую очередь в качестве мишеней для пучков заряженных частиц. Позже внимание было уделено электромагнитным свойствам тонких углеродных пленок. Были обнаружены некоторые аномалии в электромагнетизме нанографитовых (НГ) пленок, образованных путем распыления спектрально чистого графита в электродуговом разряде, а также методами химического осаждения из газовой фазы (CVD) [5–8]. Ниже будет показано, что НГ-пленки представляют собой графитовые нанокластеры, инкорпорированные в матрицу аморфного углерода. В качестве аномалий можно отметить скачок удельного электрического сопротивления, который может использоваться для ограничения тока в электрических цепях smart grids и интеллектуальных микросхемах, преобразование радиочастот в постоянный ток и генерацию инфракрасного излучения в момент переключения, которое может использоваться в различных оптоэлектронных устройствах.

В данной статье сообщается об исследовании переключения, наблюдаемого в НГ-пленках, которые могут потенциально использоваться в качестве ограничителей тока в интеллектуальных сетях smart grids.

Экспериментальная часть

НГ-пленки, использованные в этих экспериментах, были получены методом CVD на кварцевой подложке. CVD-процесс проходил в термически активированном изобутаноле с давлением около 0,1 атм при температуре 900 °С. В результате в течение 3–15 минут получалась НГ-пленка толщиной 0,1–1,0 мкм. На рис. 1 представлено типичное изображение сканирующей электронной микроскопии (SEM) НГ-пленки. Как можно видеть, при максимальном увеличении (20 000х) поверхность осажденной пленки выглядит как бесструктурная – это означает, что пленка является аморфной. Данный результат согласуется с представлением [9] об НГ-пленках как о композите из небольших графитоподобных гранул с sp^2 -связями, внедренных в матрицу аморфного углерода. Этот вывод подтверждается рамановским спектром НГ-пленки.

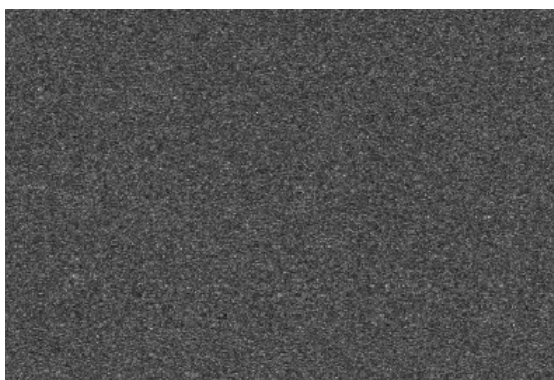


Рис. 1. SEM-изображение НГ-пленки с увеличением 20000х

Типичный спектр комбинационного рассеяния НГ-пленки показан на рис. 2. В этом спектре рамановские пики D при 1360 см^{-1} и G в окрестности 1600 см^{-1} являются специфици-

ческими для различных форм неупорядоченного графита. Равенство высот пиков *D* и *G* соответствует размеру кристаллов графита порядка 20–30 Å [10].

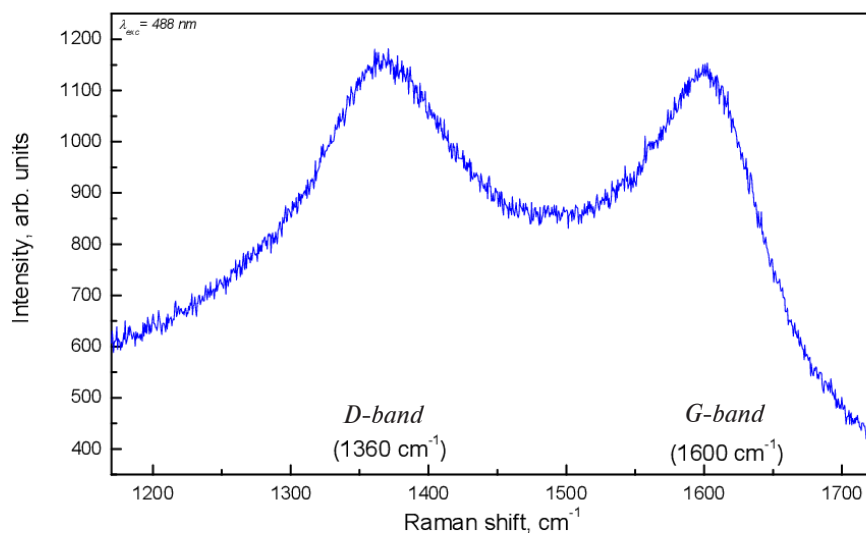


Рис. 2. Спектр комбинационного рассеяния НГ-пленки. Хорошо видны пики *G* и *D*, относящиеся к разным формам неупорядоченного графита

Наличие *D*-пика является индикатором кластеризации sp^2 . Пик *D* возникает благодаря дыхательным модам атомов sp^2 в ароматических кольцах. Его интенсивность строго связана с наличием графитовых шестигранников. Tuinstra и Koenig [11] отметили, что отношение его интенсивности к интенсивности пика *G* изменяется обратно пропорционально L_a – диаметру кластера или корреляционной длине в плоскости:

$$I(D)/I(G) = C(\lambda)/L_a, \quad (1)$$

где $C(515,5 \text{ nm}) \sim 44 \text{ \AA}$. Таким образом, размер кластера однозначно определяется приведенным выше соотношением. Более того, положение пика *G* при 1600 cm^{-1} также свидетельствует о нанокристаллическом графите [12].

Для измерения проводимости использовались образцы площадью 1–2 см² с медными тоководами, расположенными в плоской геометрии и соединенными с поверхностью пленки с помощью серебряной пасты. Вольт-амперные и коммутационные характеристики этих образцов были изучены с использованием LabVIEW и ручного управления источником тока.

Вольт-амперные и электрические характеристики переключения образцов НГ-пленки при комнатной температуре показаны на рис. 3. В состоянии «ВКЛ» при увеличении напряжения ток через образец первоначально линейно возрастает. Вблизи критического тока образцы демонстрируют нелинейность. При критическом токе образцы демонстрировали переход в состояние «ВЫКЛ» с удельным сопротивлением на четыре-пять порядков выше, чем в состоянии «ВКЛ». Такой скачок удельного сопротивления выглядит как переход «металл – изолятор». Значение критического тока изменяется в диапазоне 0,01–0,5 А. Эта величина ограничена разницей в тепловом расширении НГ-пленки и подложки, а также распространением электрического разряда по поверхности пленки в момент переключения. Минимизировать последний эффект возможно с помощью защитного лакокрасочного

покрытия межконтактной поверхности НГ-пленки. Эффект теплового расширения можно снизить при надлежащем охлаждении образца во время работы. Предполагается, что указанные меры позволят значительно увеличить переключающие токи. Считается, что при увеличении критического тока НГ-пленок до коммерческого значения 100 А их можно будет использовать в качестве бесконтактных ограничителей тока и автоматических выключателей для электрических сетей smart grids.

Когда подаваемое напряжение уменьшается до нуля, образец возвращается в состояние «ВКЛ», и переключатель можно использовать многократно. Как видно из рис. 3, в результате переключения произошло изменение удельного электросопротивления на четыре-пять порядков величины.

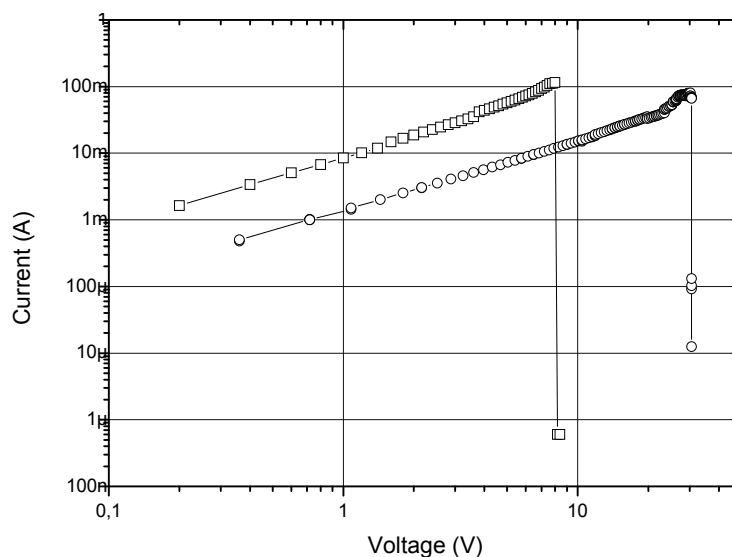


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики НГ-пленки толщиной 1 мкм на кварцевой подложке при комнатной температуре. Квадраты и кружки изображают ручное и компьютерное управление током соответственно. Заметны скачки удельного сопротивления на четыре-пять порядков величины при критическом токе 100 мА

Измерение скорости переключения производилось осциллографом на сопротивлении нагрузки. Процесс переключения показан на рис. 4. Как видно, длительность процесса переключения составляет около 200 мс. Это значение варьируется до 50% от образца к образцу.

Обсуждение

Такое поведение переключения резко отличается от поведения иных переключателей, описанных в другом месте [13–15]. Существенным для всех этих устройств является переключение из состояния с низкой проводимостью (LC) в состояние с высокой проводимостью (HC). Для объяснения такого типа переключения были предложены различные гипотезы: тепловой механизм и механизм двойной инъекции [16], экситонный механизм [13] и нестабильность, вызванная перегревом электронов [17–20].

Тепловой механизм не подходит для объяснения наших результатов из-за слишком быстрого переключения за «электронное» время 100–200 мс (см. рис. 4). Против теплового механизма переключения свидетельствует и тот факт, что наблюдалось оптическое излучение, испускаемое через несколько миллисекунд после выключения [7]. Предполагается, что этот процесс связан с охлаждением образца после переключения.

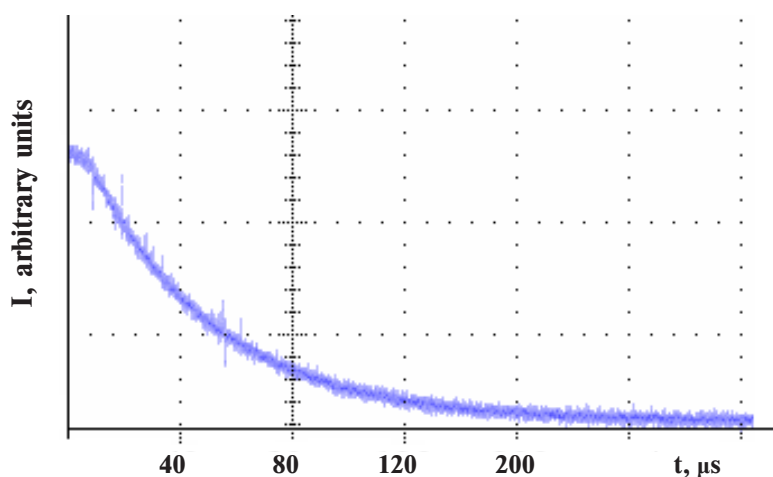


Рис. 4. Скорость переключения образца НГ-пленки. Измерение затухания тока проводилось на балластном сопротивлении в окрестности момента переключения, изображенного на рис. 3

Двойной инъекционный механизм предполагает наличие в структуре центров-ловушек для носителей тока. Насыщение этих центров инжектированными носителями вызывает скачок в состояние LC. Однако невозможно обратить этот процесс, чтобы получить переход от LC к HC.

Что касается гипотезы о горячих электронах, то скачкообразное изменение удельного сопротивления на несколько порядков величины должно происходить в непосредственной близости от рабочей температуры. В случае, описанном в [17–18], это переход «сверхпроводник – изолятор» вблизи критической температуры. В работе [3] представлены доказательства крутого перехода «металл – полупроводник» между HC и LC при температуре 425 К. Как будет показано ниже, этот механизм может быть ключевым объяснением поведения НГ-пленок при переключении.

Иногда наблюдаемый эффект может быть объясним развалом волновой функции горячих электронов, которая дает начало локализации носителей. Длины свободного пробега носителей очень чувствительны к температуре. Как было показано [17–18], в неупорядоченных пленках происходят гигантские скачки тока при конечных напряжениях из-за перегрева электронной подсистемы. Такой феномен происходит из-за того, что электронная подсистема термически отделена от фоновой бани. Это означает, что электрическое сопротивление R_{\square} пленки чувствительно к электронной температуре T_e . В нашем случае такое развитие событий может порождать температурный коллапс электронной волновой функции и длины свободного пробега носителей. При уменьшении длины свободного пробега носителей наступает такой момент, когда она становится меньше, чем размер графитовой гранулы, тогда сопротивление пленки резко повышается за счет квантования энергетических уровней носителей и происходит их локализация. Поверхностное сопротивление двумерных пленок в условиях локализации может быть представлено следующим образом [21]:

$$R_{\square} = R_Q / (k_F l), \quad (2)$$

где $R_Q = 6,45$ кОм – квантовое сопротивление; k_F – волновой вектор Ферми. При $k_F < 1$ все электронные состояния должны быть локализованы.

Для анализа влияния горячих носителей на сопротивление НГ-пленки можно использовать уравнение теплового баланса энергии [17–18]:

$$P \approx \frac{\varepsilon(T_e)}{\tau_{ep}}, \quad (3)$$

$$\tau_{ep} = \frac{6k_B n_{el} k_F l T_e^4}{\pi^2 \hbar^4 \rho v_F \rho(E_F) c_s^5}, \quad (4)$$

где P – мощность электрического тока, приложенная к образцу; $\varepsilon(T) = \pi^2 \rho(E_F) V T^2$; $\rho(E_F)$ – плотность электронных состояний на уровне Ферми; E_F – энергия Ферми; V – объем пленочного образца; τ_{ep} – время релаксации электрон-фононного взаимодействия; $C_S = 2 \cdot 10^4$ м/с – скорость звука в плоскости ab графита [22]; $\rho = 2000$ кг/м³ – плотность НГ-пленки; $v_F = 10^6$ м/с и $n_{el} \sim 10^{18}$ м⁻³ – общепринятые значения скорости Ферми и плотность носителей для пирографита соответственно. Последние значения достаточно малы, чтобы объяснить [22] большие длины свободного пробега и незначительное магнетосопротивление в небольших зернах пирографита.

Рассматриваемый процесс происходит в течение короткого промежутка времени ($\tau_{ep} \sim 10^{-13}$ с) когда взаимодействие носителей с фононами отсутствует. Энергия Ферми составляет около 0,3 эВ, когда рождение электронно-дырочных пар невозможно. Тогда можно считать, что плотность носителей n_{el} не зависит от температуры. Поскольку сопротивление чувствительно к электронной температуре, мы можем предположить, что $k_F l$ – это единственная величина, которая зависит от температуры. Легко получить функциональную зависимость $k_F l$ от T_e . Из уравнения (3) мы имеем: $\tau_{ep} \sim T_e^2$. Тогда уравнение (4) приводит к зависимости $k_F l \sim 1/T_e^6$. При расчете температуры T_e горячих носителей было использовано значение $l = 10^{-9}$ м. Это определяется условием $l < La = 30\text{--}50$ А – размер графитового кластера, полученного при измерениях комбинационного рассеяния. Подход (3) – (4) применим в чистом пределе $k_B T_e l / \hbar v < 1$. Последнее условие выполняется до значений T_e около 1000 К, что позволяет объяснить возрастание электросопротивления образца до трех порядков величины. Если уравнения (3) – (4) выполняются вплоть до 2000 К ($k_B T_e l / \hbar v \sim 1$), что может вызвать рост сопротивления при переключении примерно до 10^5 , это согласуется с данными, приведенными на рис. 3. В предельном случае $k_B T_e l / \hbar v \gg 1$ решение для T_e не зависит от величины $k_F l$. Описанная зависимость похожа на восходящую ветвь с последующим выполаживанием сопротивления. Поскольку имеется резкое изменение сопротивления, которое нужно каким-либо образом объяснить, то в качестве причины можно вернуться к гипотезе сверхпроводимости. В данной постановке необходимо предположить существование диэлектрического состояния при высоких температурах. Такое состояние углеродных материалов было обнаружено Guo-meng Zhao и Pieder Beeli [23–24].

Гипотеза сверхпроводимости [25] может объяснить результаты, полученные в [1–3], а также эффект переключения в НГ-пленках и другие наши результаты [5–8]. Прежде всего, сверхпроводимость характеризуется крутым переходом в состояние с нулевым электросопротивлением. Хотя переходы «металл – диэлектрик» в графите [26–27] и в неупорядоченном углероде [28–29] хорошо известны, однако до сих пор перехода в состояние диэлектрика в НГ-пленках выше комнатной температуры не обнаружено. Более подробное обсуждение гипотезы сверхпроводимости в НГ-пленках можно найти в работе [30].

Заключение

В статье описан вероятный механизм переключения электросопротивления в НГ-пленках. Можно было бы ожидать, что благодаря высоким критическим токам при комнатной температуре НГ-пленки представляют собой вид материала с потенциальными приложениями в интеллектуальных электросетях smart grids в качестве ограничителей тока и выключателей.

Список литературы

1. Antonowicz K., Cacha L., Turlo J. Switching phenomena in glassy carbon // Carbon. 1973. Vol. 11. P. 1–5.
2. Antonowicz K., Jesmansowicz A., Wiczorek J. Switching phenomena in amorphous carbon // Carbon. 1972. Vol. 10. P. 81–86.
3. Jang B.Z., Zhao L.R. Anomalous electrical behavior of partially carbonized polyacrylonitrile fibers // Journal of Material Research. 1995. Vol. 10. P. 2449–2453.
4. Goldberg H.A., Kalnin I.L., Williams C.C. Electrical device made of partially pyrolyzed polymer // US Patent. 1987. № 4,642,664.
5. Лебедев С.Г., Топалов С.В. Наблюдение слабой сверхпроводимости в углеродных пленках // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1994. Vol. 11–12. P. 57–64.
6. Lebedev S.G. Particle irradiation for verification of superconducting-like behavior in carbon arc films // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2004. Vol. A521. P. 22–29.
7. Lebedev S.G., Yants V.E., Lebedev A.S. Correlations between switching of conductivity and optical radiation observed in thin graphite-like films // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2008. Vol. A590. P. 227–233.
8. Lebedev S.G. Evidence of Josephson-like behavior of thin granular carbon films // International Review of Physics. 2008. Vol. 2. P. 312–320.
9. Lopinski G.P., Merkulov V.I., Lannin J.S. Semimetal to semiconductor transition in carbon nanoparticles // Physical Review Letters. 1998. Vol. 80. P. 4241–4245.
10. Chu P.K., Li L. Characterization of amorphous and nanocrystalline carbon films // Materials Chemistry and Physics. 2006. Vol. 96. P. 253–277.
11. Tuinstra F., Koenig J.L. Raman spectrum of graphite // J. Chem. Phys. 1970. Vol. 53. P. 1126–1130.
12. Ferrari A.C., Robertson J. Interpretation of Raman spectra of disordered and amorphous carbon // Phys. Rev. 2000. Vol. B61. P. 14095–14107.
13. Zhao L.R., Jang B.Z. Switching behaviours in semiconducting carbon fibres // Journal of Material Sciences Letters. 1996. Vol. 15. P. 99–101.
14. Ovshinsky S.R. Reversible electrical switching phenomena in disordered structures // Physical Review Letters. 1968. Vol. 21. P. 1450–1457.
15. Titus S.S.K., Chatterjee R., Asokan S., Kumar A. Electrical switching and short-range order in As-Te glasses // Physical Review. 1993. Vol. B48. P. 14650–14655.
16. Mott N.F. Conduction in non-crystalline systems: VII. Non-ohmic behaviour and switching // Philosophical Magazine. 1971. Vol. 24. P. 911–934.
17. Altshuler B.L., Kravtsov V.E., Lerner I.V., Aleiner I.L. Jumps in current-voltage characteristics in disordered films // Physical Review Letters. 2009. Vol. 102. P. 176803–1768105.
18. Ovadia M., Sacepe B., Shahar D. Electron-phonon decoupling in disordered insulators // Physical Review Letters. 2009. Vol. 102. P. 176802–176803.
19. Ladiou F., Sanquer M., Bouchaud J.P. Depinning transition in Mott-Anderson insulators // Physical Review. 1996. Vol. B53. P. 973–976.
20. Zharebov A., Lachinov A., Genoe J., Tameev A. Polyheteroarylene films with intrinsic switching mechanism for nonvolatile memory applications // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 92. P. 168–172.
21. Белевцев Б.И. Сверхпроводимость и локализация электронов в неупорядоченных двумерных металлических системах // Успехи физических наук. 1990. Том 160. С. 65–98.

22. Du X., Tsai S.W., Maslov D.L., Hebard A.F. Metal-insulator-like behavior in semi-metallique bismuth and graphite // *Physical review letters*. 2005. Vol. 94. P. 166601–16609.
23. Zhao G. Is Room Temperature Superconductivity in Carbon Nanotubes Too Wonderful to Believe? // *ArXiv preprint cond-mat*. 2003. P. 0307770.
24. Zhao G., Beeli P. Magnetic evidence for hot superconductivity in multi-walled carbon nano-tubes // *ArXiv preprint cond-mat*. 2005. P. 0509037.
25. Antonowicz K. Possible superconductivity at room temperature // *Nature*. 1974. Vol. 247. №. 5440. P. 358–360.
26. Timp G., Dresselhaus P.D., Chieu T.C., Dresselhaus G., Iye Y. Anomalous magnetoresistance of graphite at high magnetic fields // *Physical Review*. 1983. Vol. B28(12). P. 7393–7399.
27. Wang Z.M., Xu Q.Y., Ni G., Du Y.W. Huge magnetoresistance and Shubnikov–de Hass effect in graphite // *Physics Letters*. 2003. Vol. A314(4). P. 328–331.
28. Kuriyama K., Dresselhaus M.S. Metal-insulator transition in highly disordered carbon fibers // *Journal of materials research*. 1992. Vol. 7. №. 4. P. 940–945.
29. Fung A.W.P., Wang Z.H., Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Pekala R.W., Endo M. Coulomb-gap magnetotransport in granular and porous carbon structures // *Physical Review*. 1994. Vol. B49(24). P. 17325–17334.
30. Lebedev S.G. Field-effect switching in nano-graphite films // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 2014. Vol. 75. P. 1029–1032.

References

1. Antonowicz K., Cacha L., Turlo J. (1973) Switching phenomena in glassy carbon. *Carbon*. Vol. 11. P. 1–5.
2. Antonowicz K., Jesmansowicz A., Wiczorek J. (1972) Switching phenomena in amorphous carbon. *Carbon*. Vol. 10. P. 81–86.
3. Jang B.Z., Zhao L.R. (1995) Anomalous electrical behavior of partially carbonized polyacrylo-nitrile fibers. *Journal of Material Research*. Vol. 10. P. 2449–2453.
4. Goldberg H.A., Kalnin I.L., Williams C.C. (1987) Electrical device made of partially pyrolyzed polyme. US Patent. No. 4,642,664.
5. Lebedev S.G., Topalov S.V. (1994) *Nablyudenie slaboy sverkhprovodimosti v uglevodnykh plenkakh* [Observation of weak superconductivity in carbon films] *Kratkie soobshcheniya po fizike FIAN* [Brief Messages on Physics LPI]. Vol. 11–12. P. 57–64.
6. Lebedev S.G. (2004) Particle irradiation for verification of superconducting-like behavior in carbon arc films. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. Vol. A521. P. 22–29.
7. Lebedev S.G., Yants V.E., Lebedev A.S. (2008) Correlations between switching of conductivity and optical radiation observed in thin graphite-like films. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. Vol. A590. P. 227–233.
8. Lebedev S.G. (2008) Evidence of Josephson-like behavior of thin granular carbon films. *International Review of Physics*. Vol. 2. P. 312–320.
9. Lopinski G.P., Merkulov V.I., Lannin J.S. (1998) Semimetal to semiconductor transition in carbon nanoparticles. *Physical Review Letters*. Vol. 80. P. 4241–4245.
10. Chu P.K., Li L. (2006) Characterization of amorphous and nanocrystalline carbon films. *Materials Chemistry and Physics*. Vol. 96. P. 253–277.
11. Tuinstra F., Koenig J.L. (1970) Raman spectrum of graphite. *J. Chem. Phys*. Vol. 53. P. 1126–1130.
12. Ferrari A.C., Robertson J. (2000) Interpretation of Raman spectra of disordered and amorphous carbon. *Phys. Rev*. Vol. B61. P. 14095–14107.
13. Zhao L.R., Jang B.Z. (1996) Switching behaviours in semiconducting carbon fibres. *Journal of Material Sciences Letters*. Vol. 15. P. 99–101.

14. Ovshinsky S.R. (1968) Reversible electrical switching phenomena in disordered structures. *Physical Review Letters*. Vol. 21. P. 1450–1457.
15. Titus S.S.K., Chatterjee R., Asokan S., Kumar A. (1993) Electrical switching and short-range order in As-Te glasses. *Physical Review*. Vol. B48. P. 14650–14655.
16. Mott N.F. (1971) Conduction in non-crystalline systems: VII. Non-ohmic behaviour and switching. *Philosophical Magazine*. Vol. 24. P. 911–934.
17. Altshuler B.L., Kravtsov V.E., Lerner I.V., Aleiner I.L. (2009) Jumps in current-voltage characteristics in disordered films. *Physical Review Letters*. Vol. 102. P. 176803–1768105.
18. Ovidia M., Sacepe B., Shahar D. (2009) Electron-phonon decoupling in disordered insulators. *Physical Review Letters*. Vol. 102. P. 176802–176803.
19. Ladiou F., Sanquer M., Bouchaud J.P. (1996) Depinning transition in Mott-Anderson insulators. *Physical Review*. Vol. B53. P. 973–976.
20. Zherebov A., Lachinov A., Genoe J., Tameev A. (2008) Polyheteroarylene films with intrinsic switching mechanism for nonvolatile memory applications. *Applied Physics Letters*. Vol. 92. P. 168–172.
21. Belevtsev B.I. (1990) *Sverkhprovodimost' i lokalizatsiya elektronov v neuporyadochennykh dvumernykh metallicheskiykh sistemakh* [Superconductivity and electron localization in disordered two-dimensional metallic systems] *Uspekhi fizicheskikh nauk* [Success of Physical Sciences]. Vol. 160. P. 65–98.
22. Du X., Tsai S.W., Maslov D.L., Hebard A.F. (2005) Metal-insulator-like behavior in semi-metallique bismuth and graphite. *Physical review letters*. Vol. 94. P. 166601–166609.
23. Zhao G. (2003) Is Room Temperature Superconductivity in Carbon Nanotubes Too Wonderful to Believe? *ArXiv preprint cond-mat*. P. 0307770.
24. Zhao G., Beeli P. (2005) Magnetic evidence for hot superconductivity in multi-walled carbon nanotubes. *ArXiv preprint cond-mat*. P. 0509037.
25. Antonowicz K. (1974) Possible superconductivity at room temperature. *Nature*. Vol. 247. No. 5440. P. 358–360.
26. Timp G., Dresselhaus P.D., Chieu T.C., Dresselhaus G., Iye Y. (1983) Anomalous magneto-resistance of graphite at high magnetic fields. *Physical Review*. Vol. B28(12). P. 7393–7399.
27. Wang Z.M., Xu Q.Y., Ni G., Du Y.W. (2003) Huge magnetoresistance and Shubnikov–de Hass effect in graphite. *Physics Letters*. Vol. A314(4). P. 328–331.
28. Kuriyama K., Dresselhaus M.S. (1992) Metal-insulator transition in highly disordered carbon fibers. *Journal of materials research*. Vol. 7. №. 4. P. 940–945.
29. Fung A.W.P., Wang Z.H., Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Pekala R.W., Endo M. (1994) Coulomb-gap magnetotransport in granular and porous carbon structures. *Physical Review*. Vol. B49(24). P. 17325–17334.
30. Lebedev S.G. (2014) Field-effect switching in nano-graphite films. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. Vol. 75. P. 1029–1032.