

КАНАЛИРОВАНИЕ В ОДНОСТЕНОЧНЫХ НАНОТУБАХ: ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Л.А.Геворгян, К.А.Испирян¹⁾, Р.К.Испирян

Ереванский физический институт
375036 Ереван, Армения

Поступила в редакцию 17 июля 1997 г.

После вычисления потенциалов исследуются траектории и различные характеристики аксиального каналирования положительно заряженных частиц высоких энергий в недавно обнаруженных одностеночных нанотубах (ОСНТ). Обсуждается применение ОСНТ в физике высоких энергии, в частности, в будущих коллайдерах, учитывая то, что в ОСНТ длина деканалирования намного больше, чем в монокристаллах.

PACS: 61.80.Mk

Фуллерены и нанотубы уже нашли широкое применение в различных областях науки и техники [1,2], но еще нет работ по их использованию в физике высоких энергий, если не считать реализованное ускорение ионов C_{60} в малых накопителях²⁾. Нами были вычислены потенциалы внутри C_{60} и многостеночных нанотубах для объяснения наблюдаемой в [3] относительно большой компоненты времени жизни позитронов в кристаллах C_{60} и для исследования условий каналирования в нанотубах. Однако эти результаты не были опубликованы, поскольку данные [3] не нашли подтверждения, а нанотубы не синтезировались длиной более десятков мкм.

В 1996 г. было сообщено [4] о синтезе из кристаллографических плоскостей графита ОСНТ типа (10,10) с диаметром $2R = 13.8 \pm 0.2 \text{ \AA}$ и длиной больше 100 мкм. Сообщалось, что 100–500 таких ОСНТ с металлическими свойствами образуют "веревки", сечение которых представляет треугольную решетку с постоянной $A_T = 17 \text{ \AA}$ (см. рисунок, на котором сечения ОСНТ нарисованы штриховыми кругами). Появилось утверждение [5], что в ближайшем времени такие ОСНТ будут синтезированы длиной "в километр".

Учитывая изложенное выше, а также то обстоятельство, что из-за большого радиуса многократное рассеяние в ОСНТ намного меньше, чем в монокристаллах, авторы посвятили настоящую работу исследованию процессов каналирования в ОСНТ.

С учетом амплитуды тепловых колебаний u_1 потенциал в точке x_k, y_k, z_k внутри "веревки", создаваемый N атомами, находящимися в точках x_j, y_j, z_j ($j = 1, 2, \dots, N$), можно представить в виде

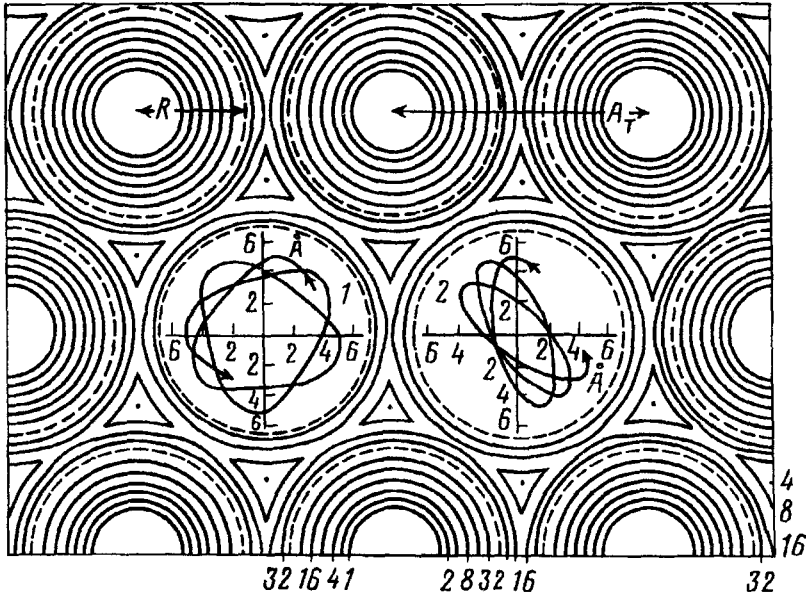
$$U(x_k, y_k, z_k) = \frac{Ze^2}{2} \sum_{j=1}^N \frac{1}{r_{jk}} \sum_{\mu=1}^3 \alpha_{\mu} \exp(u_{\mu}^2) [\exp(-r_{\mu}) \operatorname{erf}(u_{\mu} - r_{\mu}) - \exp(r_{\mu}) \operatorname{erf}(u_{\mu} + r_{\mu})]. \quad (1)$$

Здесь Z – заряд ядра, r_{jk} – расстояние между точками (x_k, y_k, z_k) и (x_j, y_j, z_j) ,

$$u_{\mu} = \frac{u_1 \beta_{\mu}}{2^{1/2} R_{TF}}, \quad r_{\mu} = \frac{r_{jk} \beta_{\mu}}{R_{TF}}, \quad r_u = \frac{r_{jk}}{2^{1/2} u_1}, \quad (2)$$

¹⁾ e-mail: ispirian@vxl.yerphi.am.

²⁾ B.Uggerhoj, частное сообщение



Решетка ОСНТ (штриховые круги), линии эквипотенциальных поверхностей в электрон-вольтах (сплошные кривые) и траектории протонов с $\epsilon_0 = 100$ ГэВ при $\psi_0 = \pi/2$; $r_0 = 4 \text{ \AA}$ в случаях, когда: 1 - $\theta_0 = 1.9 \text{ мкрад}$ ($\delta = 0.9$) и 2 - $\theta_0 = 6.85 \text{ мкрад}$ ($\delta = 0.55$)

$\alpha_\mu (0.1, 0.55, 0.35)$, $\beta_\mu (6.0, 1.2, 0.3)$ - константы модели Мольтера для атома, R_{TF} - радиус экранировки Томаса-Ферми, $\text{erf}(t)$ - функция ошибок.

При вычислениях с помощью (1) потенциала ОСНТ с приведенными выше параметрами суммирование по j проводилось по возможно большему числу атомов соседних ОСНТ, дающих ощутимый вклад в данную точку, принималось $R_{TF} = 0.26 \text{ \AA}$ и $u_1 = 0.06 \text{ \AA}$. Отметим, что нет никаких данных по u_1 , и, как показывают расчеты, зависимость от u_1 слабая. Результаты (см. рисунок, на котором показаны линии эквипотенциальных поверхностей) показывают, что если исключить точки, находящиеся на расстоянии, меньше чем R_{TF} от стенки ОСНТ, то потенциал внутри ОСНТ аппроксимируется выражением: $U(r) = U_0 r^6$, где U измеряется в эВ, а r - расстояние от оси ОСНТ - в \AA . Такая аппроксимация, которая плоха для значений r , когда потенциал пренебрежим, используется в приведенном ниже аналитическом исследовании каналирования положительных частиц внутри ОСНТ. Отметим, что процессы движения и излучения частиц во всей "веревке" выпрямленного и искривленного ОСНТ можно исследовать численными методами, используя (1).

Пусть частица входит в ОСНТ в точке с цилиндрическими координатами r_0, φ_0 и $z_0 = 0$ с импульсом $q_0 = \epsilon_0/c$, составляющим малый угол θ_0 с осью Z , совпадающей с осью ОСНТ, и угол α_0 с осью X (см. рис.1 в [6]). Обозначив $\psi_0 = \varphi_0 - \alpha_0$ и $m = \epsilon_0/c^2$, где $\epsilon_0 = (P_0^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}$, получим инварианты поперечного движения в таком аксиально-симметричном поле [7]: $M = \epsilon_0 r_0 \theta_0 \sin \psi_0 / c$ и $E = \epsilon_0 \theta_0^2 / 2 + U(r_0)$ (продольное движение вдоль оси Z в хорошем приближении является равномерным). Частица захватывается в

режим каналирования, если $\delta = 32U_0 M^6 / 27m^3 E^4 \leq 1$ с периодом

$$T = \frac{2K(k)}{(3q\lambda)^{1/2}} \left(\frac{2m^3}{U_0 E^2} \right)^{1/6} \simeq \frac{\pi}{(3q\lambda)^{1/2}} \left(\frac{2m^3}{U_0 E^2} \right)^{1/6}. \quad (3)$$

Здесь и далее использованы обозначения (вместо радиуса r – безразмерная переменная z):

$$k^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{q} \right), \quad q = \frac{(\eta^4 + 2\eta^2 + 9)^{1/2}}{3}, \quad \lambda = \left(1 + (1 - \delta)^{1/2} \right)^{1/3} + \left(1 - (1 - \delta)^{1/2} \right)^{1/3},$$

$$\eta = ((4 - 3\delta)^{1/2} - 1)^{1/2}, \quad r = \left(\frac{E}{2^{1/2} U_0} \right)^{1/6} \lambda^{1/4} z^{1/2}, \quad z_{min, max} = \frac{1 \mp \eta}{2}$$

и $K(k)$ – полный эллиптический интеграл первого рода. В правой части (3), а также далее в (5) использованы разложения в ряд [8], с учетом того, что $k^2 \leq 0.067 \ll 1$.

Траектория поперечного движения и угол вращения перигелия на один период будут [7, 8]

$$\varphi = \varphi_0 + A [\Phi(z_0) - \Phi(z)], \quad \Delta\varphi = 2A [\Phi(z_{min}) - \Phi(z_{max})], \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= -\frac{\alpha_1}{\eta} F(\phi, k) + B \left[\Pi(\phi, -\beta^2, k) - C \frac{\text{arctg}[\alpha \sin \phi / C]}{(1 - k^2 \sin^2 \phi)^{1/2}} \right] \simeq \\ &\simeq -\frac{\alpha_1}{\eta} \phi + B \left[\frac{\text{arctg}[(1 + \beta^2)^{1/2} \text{tg} \phi]}{(1 + \beta^2)^{1/2}} - C \text{arctg}[\alpha \sin \phi / C] \right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$A = \frac{\delta^{1/6}}{32^{1/2} \lambda} \frac{3(1+q) - \eta^2}{q^{1/2}}, \quad B = \frac{\alpha - \alpha_1}{\eta(1 - \alpha^2)}, \quad C = \frac{\alpha}{(\beta^2 + k^2)^{1/2}},$$

$$\alpha = \frac{3q(1 - \eta^2) - 3 - \eta^4}{4\eta}, \quad \alpha_1 = \frac{3(1 - q) + \eta^2}{2\eta}, \quad \beta^2 = \frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2},$$

$$\cos \phi = \frac{(z_{max} - z)(1 + 2z_{min}^2)^{1/2} - (z - z_{min})(1 + 2z_{max}^2)^{1/2}}{(z_{max} - z)(1 + 2z_{min}^2)^{1/2} + (z - z_{min})(1 + 2z_{max}^2)^{1/2}},$$

$F(\phi, k)$ и $\Pi(\phi, -\beta^2, k)$ – эллиптические интегралы первого и третьего родов.

Анализ полученных результатов показывает, что по аналогии с осевым каналированием отрицательных частиц при каналировании положительных частиц в ОСНТ возможны случаи: а) при $\psi_0 = 0$ и $\theta_0 = 0$ ($\delta = 0, \eta = 1$) траектория частицы будет двумерным "вивоном" с перпендикулярной проекцией, представляющей собою отрезок прямой; б) при $\psi_0 = \pi/2$ и $\theta_0 = \theta_{cr} = \tau_0^3 (6U_0/\epsilon_0)^{1/2}$ ($\delta = 1, \eta = 0$) движение будет спиральным с круговой проекцией. В остальных случаях перпендикулярное движение будет эллипсоидальным с вращением. Траектории протонов с энергией $\epsilon_0 = 100$ ГэВ, вычисленные с помощью (4) для некоторых значений r_0, θ_0, ψ_0 , показаны внутри ОСНТ на рисунке.

Используя условие $\delta \leq 1$ и методы работы [6], можно вычислить долю каналированных частиц, падающих внутрь ОСНТ. Однако это не будет соответствовать реальной доле по следующей причине. Как видно из рисунка большая часть частиц пучка может каналироваться между соседними ОСНТ, что из-за сложности потенциала вне ОСНТ может быть учтено только численными расчетами. Грубая оценка доли частиц, каналированных в "веревке"

из ОСНТ, дает $D = 1 - S/S_0 = 1 - 4.62\pi R R_{TF}/A_T^2 = 0.91$ (S —площадь вокруг стенки ОСНТ с шириной $2R_{TF}$, а S_0 —площадь, приходящаяся на один ОСНТ), что можно сравнить с $D_P = 1 - 2R_{TF}/d_P = 0.7 - 0.9$ (d_P — расстояние между соседними плоскостями) в случае плоскостного каналирования.

Перейдя к возможным применениям ОСНТ в физике высоких энергий, необходимо отметить, что наибольший интерес представляет не образование излучения каналированными частицами, а 1) искривление траекторий частиц без магнитов для вывода пучков и построения будущих коллайдеров [9,10]; 2) ускорение частиц в кристаллах [11,12]; 3) фокусировка пучков и увеличение светимости коллайдеров [13,14]; 4) каналирование тяжелых ионов, включая C_{60} . Из многочисленных проблем, возникающих при решении этих задач, две — основные, а именно, получение длинных каналов и больших длин деканалирования — будут решены с помощью ОСНТ. В самом деле, специалисты, развивающие технологию синтеза ОСНТ, считают, что в отличие от кристаллов проблема получения длинных ОСНТ решаема. Во всяком случае, уже достигнуты (см.[15] и приведенные там ссылки) большие теоретические и экспериментальные успехи в соединении ОСНТ даже с различными (n, m) . Не обсуждая вопросы получения таких чистых ОСНТ в виде кристаллов и их искривления, рассмотрим слегка деканалирование в ОСНТ.

Как известно, при малых поперечных энергиях многократное рассеяние и, следовательно, деканалирование происходят в основном на электронах внутри канала по экспоненциальному закону с длиной деканалирования $L_0 \sim \Lambda \epsilon_0$, и константой деканалирования $\Lambda \sim d_P^2$. В обычных кристаллах $d_P \approx 1 - 2 \text{ \AA}$, $\Lambda \approx 1 - 10 \text{ мкм/МВ}$. Измеренные значения L_0 в монокристалле Si пропорциональны ϵ_0 и порядка 10 см при $\epsilon_0 \approx 100 \text{ ГэВ}$. В изогнутых кристаллах картина усложняется [16,17]. Для ОСНТ необходимо точнее учесть распределение электронов и для аксиального каналирования развивать теорию, аналогичную приведенной в [17]. Тем не менее, поскольку для ОСНТ R на порядок больше d_P кристаллов и $\Lambda \sim d_P^2$, можно ожидать, что при $\epsilon_0 \geq 100 \text{ ГэВ}$ длина деканалирования будет больше метра, даже без ускоряющих полей [12]. Неизбежное развитие нанотехнологии ОСНТ [4,15] сделает реальным решение вышеупомянутых задач 1)–4).

1. А.В.Елецкий, Б.М.Смирнов, УФН **163**, 33 (1993).
2. M.S.Dresselhaus, G.Dresselhaus, and P.C.Eklund, *Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes*, San Diego, Academic Press: 1996.
3. J.Kristiak, K.Kristiak, and O.Sausa, *Phys. Rev.* **B50**, 2792 (1994).
4. A.Thess, R.Lee, P.Nikolaev et al., *Science* **273**, 483 (1996).
5. B.Schwarzschild, *Physics Today* **49**, N12, 19 (1996).
6. S.M.Darbinian and K.A.Ispirian, *Phys. Stat. Sol.(b)* **96**, 835 (1979).
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Механика*, М.: Наука, 1965.
8. P.F.Byrd and M.D.Friedman, *Handbook of Elliptic Integrals for Engineers and Scientists*, Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1971.
9. E.N.Tsyganov, Preprints FNAL-TM-682; FNAL-TM-684, 1986.
10. S.A.Bogacz, D.B.Cline, and D.A.Sanders, *Nucl. Instr. and Meth.* **B119**, 199 (1996).
11. T.Tajima and M.Cavenago, *Phys. Rev.* **59**, 140 (1987).
12. Z.Huang, P.Chen, and R.D.Ruth, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1759 (1995); *Nucl. Instr. and Meth.* **B119**, 192 (1996).
13. М.А.Кумахов, *Излучение каналированных частиц в кристаллах*, М.: Энергоатомиздат, 1986.
14. P.Chen and R.J.Noble, Preprint FERMILAB-Conf-96/441, SLAC-PUB-7402, 1996.
15. M.Dresselhaus, *Physics World* **9**, N5, 18 (1996).
16. А.М.Таратин et al., *Phys.Stat.Sol.(b)* **100**, 273(1980); *Nucl. Instr.and Meth.* **B58**, 103 (1991).
17. J.A.Ellison, *Nucl. Phys.* **B206**, 205 (1982).