

О черенковском рентгеновском излучении электронов в углеродных нанотрубках

Л.А.Ривлин

Рассмотрены условия генерации черенковского рентгеновского излучения электронного потока, распространяющегося по внутренним каналам жгута углеродных нанотрубок, при синхронизации движения электронов и одной из медленных пространственных гармоник электромагнитного поля кристаллической структуры трубки.

Ключевые слова: нанофизика, рентгеновское черенковское излучение.

Характерным пространственным масштабом наноструктурных образований (фуллеренов, нанотрубок и т. п.) является величина порядка 10^{-7} см, которая близка к длинам волн рентгеновского и гамма-излучения. Поэтому распространению и излучению электромагнитных волн этих диапазонов («нановолн») в наноструктурах присущи особенности, одна из которых состоит в возможности рентгеновского черенковского излучения электронов, перемещающихся по внутренним каналам углеродных нанотрубок.

Как известно, условием черенковского излучения является синхронизм между движущимися без ускорения электрическими зарядами и электромагнитной волной, замедленной в диэлектрике с показателем преломления $n > 1$. Принято считать, что в рентгеновском диапазоне подобное условие синхронизма не может быть соблюдено из-за невыполнимости последнего неравенства в однородном диэлектрике. Однако это препятствие устраняется даже в средах с $n = 1$, но имеющих периодическую структуру, в частности в кристаллах [1]. Распространению волн в средах с периодической структурой свойственно наличие так называемых пространственных гармоник поля с одной и той же частотой ω , но с различными фазовыми скоростями u_{kl} , в том числе и замедленных по отношению к основной гармонике, которая обычно распространяется со скоростью света c ($|u_{kl}| < c$) [2]. Именно синхронизация движения электрических зарядов и подобных замедленных пространственных гармоник дает возможность наблюдения рентгеновского эффекта Черенкова в кристаллах [1].

В связи с этим возникает интерес к возможности наблюдения данного явления в углеродных нанотрубках, поскольку препятствия при движении электронов в их полых каналах оказываются существенно ослабленными по сравнению с препятствием при движении электронов в сплошной конденсированной среде.

Углеродные нанотрубки [3, 4] представляют собой молекулярные кластеры, образованные правильными

шестиугольниками с атомами углерода в вершинах, выложенные по цилиндрической поверхности с внутренним диаметром D от одного до нескольких нанометров и длиной до нескольких сотен тысяч нанометров. В многослойных нанотрубках наружный диаметр может достигать 6–7 нм при расстоянии между слоями около 0.34 нм.

Тип проводимости нанотрубок зависит от их хиральности, т. е. от угла ориентации шестиугольников относительно продольной оси трубки. В частности, трубки с хиральностью, при которой две боковые стороны шестиугольников длиной около 0.14 нм параллельны оси трубки и которую принято обозначать индексом (10, 10), по расчетам [5–7] обладают металлической проводимостью, что нашло надежное экспериментальное подтверждение в однослойных трубках с указанной хиральностью и длиной в несколько сотен тысяч нанометров [8].

Отдельные нанотрубки способны образовывать жгуты с соосным расположением и общим диаметром до 30 нм (см., напр., [9]). Такие жгуты могут, по-видимому, оказаться оптимальной средой для наблюдения рентгеновского черенковского излучения, в которой периодическая структура сочетается с относительно беспрепятственным движением электронов по внутренним каналам.

В зависимости от глубины проникновения поля во внутренние каналы трубок с металлической электропроводностью моделью поля «нановолн», распространяющихся по жгуту, может послужить либо набор волн с $\lambda < 2D \approx 2 - 10$ нм, распространяющихся независимо по каждой трубке, либо плоская волна с параллельным оси жгута волновым вектором, охватывающая все трубки.

Если длина волны λ излучения сопоставима с пространственным периодом кристаллической решетки трубки d ($d \approx 0.1 - 0.15$ нм), то в любом из этих случаев поле волны содержит множество пространственных гармоник с одной и той же частотой ω , но с различными фазовыми скоростями u_{kl} , среди которых есть как медленные гармоники с $|u_{kl}| \ll c$, так и обратные гармоники со скоростями, направленными противоположно скорости всей плоской волны [2].

Проникновение замедленной волны внутрь канала диаметром D сопровождается убыванием ее амплитуды от поверхности канала к его оси и происходит тем быстрее, чем больше замедление волны. Это убывание при-

Л.А.Ривлин. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lev_rivlin@mail.ru

близительно описывается экспоненциальной зависимостью

$$\sim \exp \left[- \left(\frac{c}{|u_k|} - 1 \right) \frac{D - 2\rho}{2\lambda} \right],$$

где $0 \leq \rho \leq D/2$ – радиальная координата внутри канала, и, например, для $\lambda = 0.25$ нм, $D = 2$ нм, $|u_k|/c = 0.4$ (энергия электронов около 50 кэВ) амплитуда волны на расстоянии половины радиуса от поверхности канала ($\rho = D/4$) составляет около 5% от начальной.

В наиболее простом одномерном случае параллельного/антипараллельного распространения вдоль оси згута волны с частотой ω и электронного потока со скоростью V , когда можно ограничиться единственным индексом при фазовой скорости (u_k), установление синхронизма с бегущей замедленной гармоникой того же направления происходит при условии

$$V = u_k = c \left(1 + k \frac{\lambda}{d} \right)^{-1} < c \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (1)$$

Например, $|V/c| < 1$ при $d/\lambda < 0.5$ и $k = -1$, причем $V/c < 0$, что означает установление синхронизма с обратной пространственной гармоникой. В случае синхронизма с гармоникой с номером $k < 0$ существует минимальная длина волны излучения $\lambda_{\min} = 2d|k^{-1}|$, задаваемая очевидным неравенством $|V| < c$.

Таким образом, электроны с энергией $eU \equiv \mu mc^2$ способны вызвать черенковское излучение с энергией кванта

$$\hbar\omega = 2\pi c \hbar \frac{|k|}{d} \frac{(2\mu + \mu^2)^{1/2}}{1 - (2\mu + \mu^2)^{1/2} + \mu} \quad (2)$$

при синхронизме с отрицательной гармоникой поля, распространяющейся навстречу общему потоку электромагнитной энергии (m – масса электрона).

Численные оценки для згута углеродных трубок с хиральностью (10, 10) таковы. Шаг d в направлении, параллельном оси згута равен половине длины $a \approx 0.14$ нм стороны углеродного шестиугольника, т. е. $d \approx 0.07$ нм. Тогда электроны с энергией $eU = 50$ кэВ, синхронизованные с обратной пространственной гармоникой с $k = -1$, генерируют черенковское излучение с длиной волны $\lambda \approx 0.24$ нм и энергией кванта $\hbar\omega \approx 5.2$ кэВ.

Важно подчеркнуть, что в этом примере устанавливается синхронизм электронов с обратной пространственной гармоникой, т. е. ее скорость, как и направление движения электронов, оказывается встречной по отношению к общему потоку генерируемых черенковских фо-

тонов. Это обстоятельство создает предпосылки для возникновения стимулированного черенковского процесса, поскольку испускание новых фотонов происходит в поле, уже достигшем определенной интенсивности при распространении по каналу нанотрубки. Подобного рода взаимодействие успешно практикуется в известных микроволновых лампах обратной волны.

В заключение следует отметить, что при рассмотрении движения электронов по внутренним каналам нанотрубок допустимо пренебречь квантовыми эффектами, поскольку де-бройлевская длина волны электрона существенно уступает как характерному пространственному периоду структуры d , так и длине волны электромагнитного поля λ . Это приводит к ограничениям энергии электронов

$$eU \gg \frac{2\pi^2 \hbar^2}{md^2} \quad \text{и} \quad eU \gg \frac{(\hbar\omega)^2}{2mc^2}, \quad (3)$$

которые легко удовлетворяются уже при умеренных значениях энергии электрона eU порядка 10 кэВ.

Существенно также, что металлический тип электропроводности трубок способствует утечке заряда и препятствует его возможному накоплению при облучении потоком электронов.

И наконец, говоря о других видах взаимодействия жесткого излучения с углеродными кластерами, надлежит обратить внимание на то, что в отличие от обычных кристаллов неплоскостность поверхностей, по которым регулярным образом расположены атомы углерода в кластерах, может послужить причиной проявления новых эффектов типа фокусировки излучения, его волнового распространения, образования резонаторов и т. п. Этот круг вопросов требует построения электромагнитной теории распространения волн в средах с регулярным расположением рассеивающих центров по неплоским поверхностям.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки РФ (проект РНП.2.1.1.1094).

1. Ривлин Л.А. *Письма в ЖЭТФ*, **1** (3), 7 (1965).
2. Бриллюэн Л., Пароди М. *Распространение волн в периодических структурах* (М.: ИЛ, 1959).
3. Iijima S. *Nature*, **354**, 56 (1991).
4. Ebbesen T.W., Ajayan P.M. *Nature*, **358**, 220 (1992).
5. Saito R. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2204 (1992).
6. Harigaya K. *Phys. Rev. B*, **45**, 12017 (1992).
7. White C.T. et al. *Phys. Rev. B*, **47**, 5485 (1993).
8. Thess A. et al. *Science*, **273**, 483 (1996).
9. Cowley J.M. et al. *Chem. Phys. Lett.*, **265**, 379 (1997).