

09

Динамика предельно коротких электромагнитных импульсов в силициновых волноводах

© Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко

Волгоградский государственный университет, Волгоград
Волгоградский институт бизнеса, Волгоград
E-mail: yana_nn@inbox.ru

Поступило в Редакцию 13 февраля 2013 г.

Исследуется распространение предельно коротких оптических импульсов, которые можно рассматривать в качестве дискретных солитонов в силицине, организованном в волноводные слои. Получено феноменологическое уравнение, описывающее динамику предельно коротких импульсов, проходящих через систему силициновых волноводов. Проанализированы эффекты, наблюдаемые при изменении ширины первоначального импульса.

В последние годы наблюдается повышенное внимание исследователей к нелинейному распространению света в дискретных волноводных структурах, что обусловлено возможностями практического использования нелинейно-оптических эффектов, а также тем, что распространение световых пучков в таких структурах аналогично движению электрона в кристаллической решетке. Физические явления, лежащие в основе эффекта, наблюдаются в таких системах, как полупроводниковые сверхрешетки, биологические молекулярные структуры, бозе-эйнштейновский конденсат с периодическим потенциалом и др. [1]. В то же время стоит отметить большой интерес к графеноподобным структурам, имеющим уникальные электрофизические свойства, ценные в области современной микро- и нанoeлектроники [2]. Одним из таких материалов является силицен, представляющий собой монослой атомов кремния в гексагональной решетке [3–5], обладающий более сильным спин-орбитальным взаимодействием по сравнению с графеном. К тому же нельзя не отметить тот факт, что кремний все еще остается основным элементом для устройств современной микроэлектроники.

Опираясь на вышеизложенные обстоятельства, представляется достаточно важным и актуальным исследовать взаимодействие предельно коротких оптических импульсов с силицином, где ожидаются новые эффекты с широким диапазоном практических приложений.

В длинноволновом приближении гамильтониан для силицена можно записать в виде [6,7]

$$H = v(\xi k_x \sigma_x + k_y \sigma_y) - 0.5 \xi \Delta_{s_o} \tau_z \sigma_z + 0.5 \Delta_z \sigma_z, \quad (1)$$

где ξ — \pm знак долины для двух дираковских точек; v — скорость дираковских электронов; $p = (k_x, k_y)$ — квазиимпульс электронов; Δ_{s_o} — величина спин-орбитальной щели для силицена; Δ_z — потенциал на одном узле решетки, причем $\Delta_z = E_z d$; E_z — электрическое поле; d — расстояние между двумя подрешеточными плоскостями; σ_i, τ_i — матрицы Паули.

В матричной форме гамильтониан имеет вид

$$\bar{H}_{\sigma\xi} = \begin{pmatrix} -0.5 \sigma \xi \Delta_{s_o} + 0.5 \Delta_z & v(\xi k_x - i k_y) \\ v(\xi k_x + i k_y) & 0.5 \sigma \xi \Delta_{s_o} - 0.5 \Delta_z \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где σ — спин электрона (спин „вверх“ и „вниз“).

Собственные числа можно получить из выражения (2):

$$\varepsilon_{\sigma\xi} = \pm \sqrt{v^2 k^2 + \frac{1}{4} (\Delta_z - \sigma \xi \Delta_{s_o})^2}. \quad (3)$$

Как следует из правил квантовой механики в присутствии внешнего электрического поля, которое для определенности направлено вдоль оси z и будет далее рассматриваться в калибровке $E = -\partial A/c \partial t$, необходимо заменить импульс на обобщенный импульс $p \rightarrow p - eA/c$ (e — заряд электрона). В этом случае гамильтониан (1) можно переписать как

$$H = \sum_{p\sigma} \varepsilon \left(p - \frac{e}{c} A(t) \right) a_{p\sigma}^+ a_{p\sigma}, \quad (4)$$

где $a_{p\sigma}^+, a_{p\sigma}$ — операторы рождения, уничтожения электронов с квазиимпульсом (p, σ) .

Уравнения Максвелла с учетом калибровки в квазиодномерном приближении можно записать в следующем виде [8]

$$\frac{\partial \mathbf{A}_k}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{A}_k}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_k - \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P_k}{\partial t} = 0, \quad (5)$$

где вектор-потенциал \mathbf{A}_k , который соответствует электромагнитному полю в k -м слое силицена, считается имеющим вид $\mathbf{A}_k = (0, A_k(x, t), 0)$; \mathbf{j}_k — ток текущий в k -м слое; P_k — поляризация, индуцированная в k -м слое электромагнитным полем и токами соседних слоев. Далее примем самую простую модель, в которой $P_k = \alpha(E_{k-1} + E_{k+1})$, где α — коэффициент связи, а $E_{k\pm 1}$ — величины электрического поля в соседних слоях.

Запишем далее стандартное выражение для плотности тока

$$j_k = e \sum_p v \left(p - \frac{e}{c} A_k(t) \right) \langle a_p^+ a_p \rangle, \quad (6)$$

где $v(p) = \partial E(p)/\partial p$, а скобки означают усреднение с неравновесной матрицей плотности.

Дальше мы будем рассматривать случай низких температур, когда в сумму (4) дает вклад лишь небольшая область в импульсном пространстве вблизи уровня Ферми. Соответственно этому запишем формулу (6) в виде

$$j = e \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} dp_x dp_y v_y \left(p - \frac{e}{c} A_k(x, t) \right), \quad (7)$$

Область интегрирования в (7) определим из условия равенства числа частиц

$$\int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} dp_x dp_y = \int dp_x dp_y \langle a_{p_x, p_y}^+ a_{p_x, p_y} \rangle,$$

где интегрирование справа проводится по первой зоне Бриллюэна. При этом уравнение на распространение предельно короткого импульса можно записать как

$$\frac{\partial \mathbf{A}_k}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{A}_k}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \Phi(\mathbf{A}_k) - \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P_k}{\partial t} = 0, \quad (8)$$

а $\Phi(\mathbf{A}_k)$ определяется интегрированием в (7), предпоследнее слагаемое отвечает за изменение вектор-потенциала, связанное с током, а последнее ответственно за изменение вектор-потенциала, которое обусловлено изменением поляризации.

Задача для уравнения (8) решалась численно [9] при помощи прямой разностной схемы типа „крест“. Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости. Шаги разностной схемы уменьшались последовательно в 2 раза, до тех пор пока решение не изменялось в 8-м значащем знаке. Начальные условия для профиля импульса на входе в систему, имеющего форму гауссовой кривой:

$$A(0, N) = Q e^{-t_0^2} e^{-\beta(N-N_c)^2},$$

$$\frac{\partial A(0, N)}{\partial t} = 2t_0 Q e^{-t_0^2} e^{-\beta(N-N_c)^2},$$

где Q — амплитуда импульса; N_c — номер центрального волновода ($N_c = 5$); β — параметр, определяющий ширину импульса; N — номер волновода; t_0 — начальный момент времени. Изучение динамики импульса проводилось в системе 9 параллельных слоев силицена.

Зависимость импульса электромагнитного поля от N представлена на рис. 1.

Полученные зависимости (рис. 1) позволяют сделать вывод о значительном влиянии ширины импульса β на распределение энергии между волноводами. Стоит отметить, что напряженность электромагнитного поля на крайних волноводах ($N = 1$ и $N = 9$) практически не зависит от ширины первоначального импульса.

Как видно из рис. 2, импульс на центральном волноводе практически не меняет своей формы в зависимости от начальной ширины импульса в отличие от импульса в соседнем волноводе. На боковых волноводах импульс имеет ту же форму, что и центральный, только уменьшенной амплитуды. Меняя первоначальную ширину центрального импульса, мы можем управлять амплитудой электромагнитного поля на соседних волноводах. Причем чем шире падающий на силицевую систему волновопроводов импульс, тем больше амплитуда импульсов на соседних с центральным волноводах. Отметим, что такое поведение импульса наблюдалось одним из авторов и ранее в пучках зигзагообразных углеродных нанотрубок [10].

Влияние начальной амплитуды предельно короткого импульса на его форму продемонстрировано на рис. 3. Из приведенных зависимостей видно, что чем больше амплитуда первоначального импульса, тем более чувствительны волноводы, удаленные от центрального волновода, к распространяющимся импульсам. Исследования также показали,

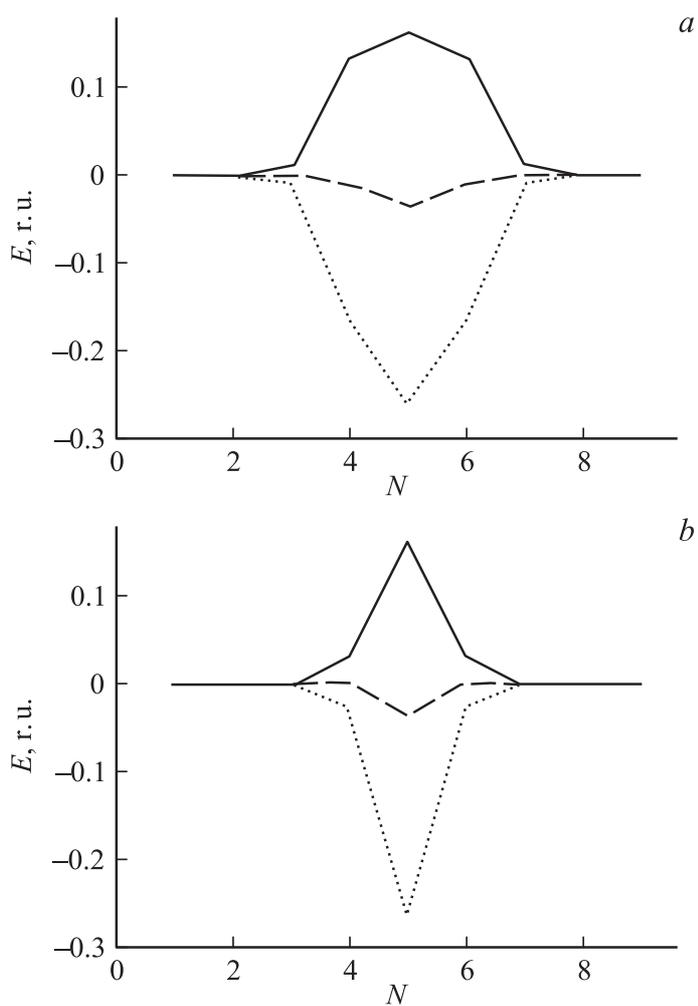


Рис. 1. Зависимость электрического поля от номера волновода. По оси x номер волноводов N , по оси y безразмерная величина электрического поля (единица соответствует 10^8 V/m). Для сплошной кривой — $t = 130$ (единица соответствует $1 \cdot 10^{-16}$ s), для точечной кривой $t = 200$, для пунктирной $t = 250$. $a - \beta = 1$; $b - \beta = 3$.

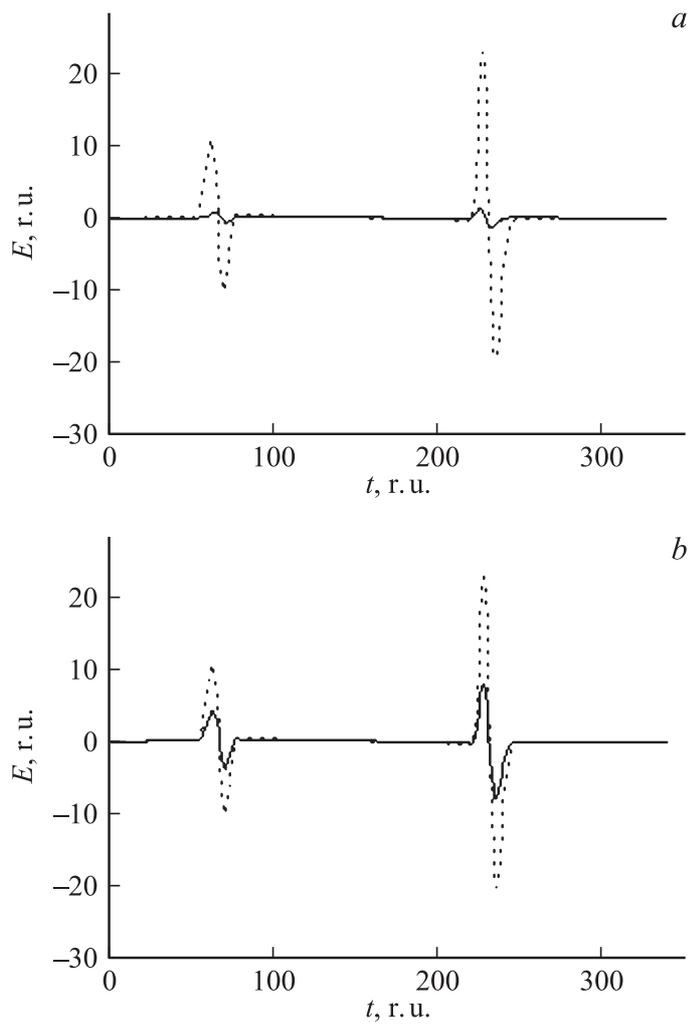


Рис. 2. Зависимость электрического поля от времени. По оси x время t (единица соответствует $1 \cdot 10^{-16}$ s), по оси y безразмерная величина электрического поля (единица соответствует 10^8 V/m). Для точечной кривой номер волновода $N = 5$, для сплошной кривой $N = 6$. $a - \beta = 1$; $b - \beta = 3$.

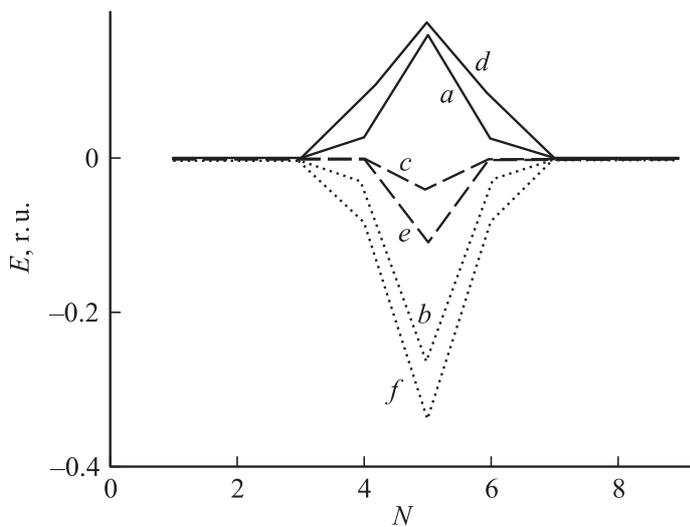


Рис. 3. Зависимость электрического поля от номера волновода. По оси x номер волноводов N , по оси y безразмерная величина электрического поля (единица соответствует 10^8 V/m). Для сплошной кривой $t = 130$ (единица соответствует $1 \cdot 10^{-16}$ s), для точечной кривой $t = 200$, для пунктирной $t = 250$: $a-c - Q = 1$; $d-f - Q = 3$.

что увеличение амплитуды не оказывает влияния на характер распространения импульсов, а именно отношение амплитуд отстающего и опережающего импульсов сохраняется. Такое поведение импульса связано с дисперсией, возникающей при рассмотрении линеаризации уравнения (8), которая приводит к уширению оптического импульса, а также с нелинейностью в том же уравнении, которая приводит к „сужению“ импульса. Конкуренция этих двух слагаемых вызывает как деформацию первоначальной формы импульса, так и появление его устойчивой формы.

Необходимо также отметить, что начиная с некоторого момента времени ($t = 150$) наблюдается инверсия сигнала, причем амплитуда инвертированного сигнала практически в 2 раза превосходит амплитуду первоначального. Таким образом, можно говорить об усилении предельно коротких импульсов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 12-02-31654).

Список литературы

- [1] *Smirnov E., Stepic M., Ruter C.E., Kip D., Shandarov V.* // Opt. Lett. 2006. V. 31. P. 2338.
- [2] *Novoselov K.S., Jiang D., Schedin F., Booth T.J., Khotkevich V.V., Morozov S.V., Geim A.K.* // Proc. Natl Acad. Sci. USA. 2005. V. 102. P. 10451.
- [3] *Aufray B., Kara A., Oughaddou H., Léandri C., Ealet B., Lay G.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 183 102.
- [4] *Padova P., Quaresima C., Ottaviani C., Sheverdyaeva P., Moras P., Carbone C., Topwal D., Olivieri B., Kara A., Oughaddou H., Aufray B., Lay G.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 261 905.
- [5] *Lalmi B., Oughaddou H., Enriquez H., Kara A., Vizzini S., Ealet B., Aufray B.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 223 109.
- [6] *Ezawa M.* // New J. Phys. 2012. V. 14. P. 033 003.
- [7] *Ezawa M.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 055 502.
- [8] *Бонч-Бруевич В.Л.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990.
- [9] *Калиткин Н.Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.
- [10] *Белоненко М.Б., Демушкина Е.В., Лебедев Н.Г.* // ФТТ. 2008. Т. 50. С. 367.