

Для ТЦС-керамики при $T \approx 300$ К и $(Q^E)^{-1} \approx \text{tg } \delta^e \approx 10^{-3}$, $\gamma_0 \approx 0,4$
(T_N)_{min} $\approx 0,7$ К.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Астрофизика, кванты и теория относительности. М., 1982 [2] Pizzella G. // Riv. del Nuovo Cim. 1975. Б. Р. 369. [3] Филатов Г. А., Баев Е. Ф., Цымбалюк В. С. Малогабаритные низкочастотные механические фильтры. М., 1972. [4] Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. М., 1974. [5] Айнбюндер И. М. Шумы радиоприемников. М., 1974. [6] Тихонов В. И. Оптимальный прием. М., 1983. [7] Воронцов Ю. И. Теория макроскопических квантовых измерений. М., 1989.

Поступила в редакцию
13.07.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

УДК 530.014

ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОДИНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ДЛЯ КВАНТОМЕХАНИЧЕСКОГО КОМПЬЮТЕРА

С. П. Вятчанин, Е. А. Зубова

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Электрон, пролетающий вдоль диэлектрического волновода без оболочки со скоростью, близкой к фазовой скорости волны, может быть использован для управления фотонами в волноводе. Рассмотрены две возможности: изменение поляризации фотона и переизлучение фотона из волновода в волновод. Анализ сделан с учетом радиационного трения электрона.

Экспериментальная реализация процедуры квантовых неразрушающих измерений (КНИ) является предметом настойчивых исследований. Уже сделано КНИ квадратурной компоненты [1] и продемонстрировано получение сжатых состояний [2]. КНИ энергии пока не реализовано. В любом случае для процедуры КНИ требуется элемент, сочетающий малые потери и большую квадратичную нелинейность [3]. Использовать для этого кварцевые волноводы не удастся из-за слабой нелинейности [4]. Другой возможностью для реализации КНИ энергии может стать эффект квадратичного по полю рассеяния электрона [5, 6]: электрон, пролетающий вдоль диэлектрического волновода без оболочки, получает поперечный импульс, пропорциональный энергии фотона в волноводе (под фотоном в волноводе подразумевается частотно-антикоррелированное состояние [7], имеющее среднюю частоту ω_0 , среднюю энергию $\mathcal{E} = \hbar\omega_0$ (\hbar — постоянная Планка), длительность τ_0 и неопределенность энергии $\Delta\mathcal{E} \approx \hbar/\tau_0$).

Одним из возможных в будущем применений КНИ энергии может быть создание квантомеханического компьютера [8], информационные биты в которых представляют собой кванты энергии. Такой компьютер должен состоять из обратимых первичных элементов (ячейки Фредкина [9]). Анализ эффекта квадратичного рассеяния электрона приводит к мысли использовать электрон не только для неразрушающего считывания информации, но и для управления информационными фотонами. В предлагаемой работе анализируются следующие геометрии переключающих устройств:

а) диэлектрический волновод без оболочки, на вход которого поступает фотон заданной поляризации; наличие пролетающего вдоль волновода электрона изменяет поляризацию фотона на выходе;

б) два параллельных диэлектрических волновода без оболочки, на входе по одному из них бежит фотон; пролетающий между ними электрон переизлучает фотон так, что на выходе фотон бежит в другом волноводе.

Переключение устройства происходит при наличии в дополнительном волноводе управляющего фотона, который сообщает поперечный импульс электрону (эффект квадратичного рассеяния [5, 6]) и направляет электрон в область взаимодействия. Таким образом переключающее устройство превращается в обратимую логическую ячейку.

Реализация аналогичных переключающих устройств, использующих нелинейность материала волновода, по-видимому, затруднительна. Обычно волноводы изготавливаются из изотропных материалов, в которых отсутствует квадратичная восприимчивость $\chi^{(2)}$, а кубическая восприимчивость $\chi^{(3)}$ изотропна. Поэтому в схеме (а) с одним волноводом приложение внешнего электрического поля в равной степени изменяет скорость распространения волн разной поляризации и поэтому переключение невозможно. В схеме (б) с двумя волноводами в принципе можно прикладывать поле к одному из волноводов и таким образом включать (или выключать) перекачку из волновода в волновод. Однако оценки для кварцевого волновода длиной 10 см дают, что при расстоянии между электродами ~ 50 мкм требуется напряжение около 10 кВ, что при временах переключения менее 10^{-9} с трудно реализуемо.

1. Взаимодействие электрона с полем волновода

Длина L взаимодействия электрона с полем волновода подбирается так, что $L \gg V_0 \sigma_0 / \alpha_{gr}$ (V_0 — скорость электрона, $\alpha_{gr} = |1 - V_0 / V_{gr}|$, V_{gr} — групповая скорость).

Для успешной работы этих устройств электрон должен сильно взаимодействовать с волной в волноводе. Это возможно, если его скорость V_0 близка к фазовой скорости V_{ph} , так что коэффициент $\alpha_{ph} = 1 - V_0 / V_{ph} \ll 1$, т. е. средняя частота колебаний электрона $\Omega = \alpha_{ph} \omega_0 \ll \omega_0$. При таких условиях необходимо учитывать силу радиационного трения, которая оказывается сравнима с силой, действующей на электрон со стороны поля фотона.

Сначала рассмотрим схему (а) (один волновод). Взаимодействие нерелятивистского электрона с двумя модами волновода описывается гамильтонианом (рассматриваем только волны, бегущие слева направо, в одном направлении с электроном, поскольку взаимодействие с обратными волнами мало и им можно пренебречь)

$$\mathcal{H} = (P - (e/c) A)^2 / (2m) + \int_0^\infty \hbar \omega d\omega (a_\omega^+ a_\omega + b_\omega^+ b_\omega), \quad (1)$$

$$A = A(t, r_\perp, z) = \int_0^\infty d\omega [A_1(\omega, r_\perp) a_\omega(t) + A_2(\omega, r_\perp) b_\omega] \cdot \exp(i\beta(\omega)z) + \text{с. с.},$$

где e , m , P — заряд, масса и обобщенный импульс электрона, A — вектор-потенциал, c — скорость света в вакууме, ω и $\beta(\omega)$ — частота и волновой вектор, a_ω^+ , a_ω и b_ω^+ , b_ω — операторы рождения и уничтожения мод разных поляризаций (имеющих одинаковые $\beta(\omega)$ для круглого волновода), r_\perp и z — поперечная и продольная координаты электрона, $A_i(\omega, r_\perp)$ — векторные функции, описывающие распределение век-

тор-потенциала в поперечном сечении волновода, которые, как известно (см. напр., [10]), могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} A_i(\omega, \mathbf{r}_\perp) &= F_i(\omega, \mathbf{r}_\perp)/F_{i0}, \quad F_i(\omega, \mathbf{r}_\perp) = \\ &= \frac{i}{\beta^2 \gamma} [\beta \nabla_\perp \varphi_i(\omega, \mathbf{r}_\perp) - k \mathbf{e}_z \times \nabla_\perp \psi_i(\omega, \mathbf{r}_\perp)] + \mathbf{e}_z \varphi_i(\omega, \mathbf{r}_\perp), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\gamma = 1 - (kn/\beta)^2$, $k = \omega/c$, n — показатель преломления, равный n_0 внутри и 1 снаружи волновода, ∇_\perp — поперечная составляющая оператора ∇ , \mathbf{e}_z — единичный вектор вдоль оси z . Нормировочные коэффициенты F_{i0} определяются выражением

$$F_{i0}^2 = \frac{\omega V_{gr}}{\hbar c^3} \int n |F_i|^2 dS_\perp, \quad (3)$$

где интегрирование ведется по всей площади поперечного сечения. Поля TH -мод описываются функциями φ_i ($\psi_i = 0$), а поля TE -мод — функциями ψ_i ($\varphi_i = 0$), гибридные моды описываются суперпозицией φ_i и ψ_i .

Радиус-вектор электрона запишем в виде $\mathbf{r}_{el} = \mathbf{e}_z V_0 t + \mathbf{r} + \mathbf{r}^*$. В дипольном приближении ($|\mathbf{r}| \ll \beta^{-1}$, $|\mathbf{r}| \ll |\nabla_\perp A_i/A_i|$) из гамильтониана (1) получаем уравнение

$$d_i^2 \mathbf{r} = i\eta \int_0^\infty d\omega \omega \exp\{i\beta V_0 t\} (a_\omega \mathbf{B}_1 + b_\omega \mathbf{B}_2), \quad (4)$$

где $\eta = e/mc$, $\mathbf{B}_i = \gamma A_{i\perp TH} + A_{i\parallel} \mathbf{e}_z$, функции A_i берутся на линии невозмущенного движения электрона. Индексы « \perp » и « \parallel » обозначают поперечную и продольную составляющую, индекс « TH » относится к TH -составляющей (функция φ). Уравнение для оператора a_ω в том же приближении имеет вид

$$d_i a_\omega = -i\omega a_\omega + \frac{eV_0 \beta}{\hbar c} \exp\{-i\beta V_0 t\} (\mathbf{r} \mathbf{B}_1^*). \quad (5)$$

Для b_ω уравнение аналогично.

Как видим, в формулах (4), (5) выписаны только компоненты вектор-потенциала \mathbf{A} , относящиеся к TH -составляющей (функция φ). Взаимодействие с компонентами TE -волны приблизительно в $1/\alpha_{ph}$ раз меньше, поэтому эти члены опущены. Везде ниже индекс « TH » будем опускать, подразумевая только TH -составляющую \mathbf{A} .

2. Радиационное трение

Удобно ввести величины $q_i = (\mathbf{r} \mathbf{B}_i^*)$. Подставив вынужденную часть решения уравнения (5) для a_ω и b_ω в уравнения для q_i , получаем систему

$$d_i^2 q_1 + B_{11} \delta_1 d_i q_1 + B_{12} \delta_2 d_i q_2 = B_{11} D(t)_1 + B_{12} D_2(t), \quad (6)$$

$$d_i^2 q_2 + B_{22} \delta_2 d_i q_2 + B_{21} \delta_1 d_i q_1 = B_{22} D(t)_2 + B_{21} D_1(t),$$

где $D_1(t) = i\eta \int_0^\infty d\omega \omega a_{0\omega} \exp\{i\alpha_{ph}(\omega_0 - \omega)t\}$ — огибающая импульса в первой моде (аналогичная формула для $D_2(t)$), операторы $a_{0\omega}$ и $b_{0\omega}$ соответст-

вуют состоянию поля до взаимодействия ($t \rightarrow -\infty$), $B_{ij} = (\mathbf{V}_i \mathbf{V}_j^*)$. Для круглого диэлектрического волновода фазовая и групповая скорости не зависят от поляризации и поэтому равны коэффициенты $\delta_1 = \delta_2 = \delta = (\pi e^2 \omega) / (\alpha_{\text{пр}}^2 \alpha_{\text{гр}} \hbar m c^2)$. Вторые члены в уравнениях (6) описывают радиационное трение.

При достаточно большом времени взаимодействия $\tau_{\text{int}} = \tau_0 / \alpha_{\text{гр}} \gg \Omega^{-1}$ система (6) легко решается в гармоническом приближении. Решение значительно упрощается при $B_{12} = 0$, в этом случае электрон взаимодействует с каждой модой независимо.

3. Схема (а) с одним волноводом

Пусть в круглом диэлектрическом волноводе возбуждена основная мода HE_{11} , вектор поляризации которой составляет угол θ с поперечным радиус-вектором электрона (рис. 1, а). Такую волну удобно раз-

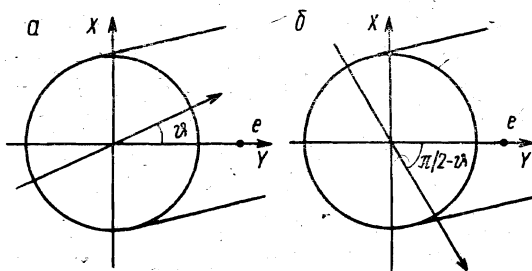


Рис. 1. Возможная поляризация поля в волноводе в начале (а) и в конце (б) взаимодействия с электроном (схема (а) с одним волноводом)

ложить по осям X (мода a_0) и Y (мода b_0). При таком разложении $B_{12} = 0$, а $B_{11} \neq B_{22}$. Решение имеет вид

$$a_0(t \rightarrow \infty) = a_{00} \exp\{-i\omega t - i\Phi_1\}, \quad (7)$$

$$b_0(t \rightarrow \infty) = b_{00} \exp\{-i\omega t - i\Phi_2\},$$

где $\Phi_i = \text{arctg}(\epsilon_i)$, $\epsilon_i = \delta B_{ii} / \Omega$. Сдвиг фаз $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ максимален при $\theta = \pi/4$ и равен $\Delta\Phi = 2 \text{arctg}((\epsilon_1 - \epsilon_2) / (1 + \epsilon_1 \epsilon_2))$.

Коэффициент перекачки энергии оказывается равным

$$\mathcal{E}_2 / \mathcal{E}_1 = [(\epsilon_1 - \epsilon_2) / (1 + \epsilon_1 \epsilon_2)]^2, \quad (8)$$

где \mathcal{E}_1 — энергия на входе в исходной моде (рис. 1, а), \mathcal{E}_2 — энергия на выходе в моде ортогональной поляризации (рис. 1, б).

4. Схема (б) с двумя волноводами

Пусть в левом волноводе вначале возбуждена мода HE_{11} -поляризации, показанной на рис. 2. Для устойчивого распространения волн заданной поляризации оба волновода могут быть слегка сплюснуты (разные фазовые скорости для различных поляризаций). Удобно ввести новые моды, соответствующие сумме и разности функций $A_1(\omega)$ и $A_2(\omega)$, описывающих моды уединенного левого и правого волноводов

(рассматриваем поляризации, показанные на рис. 2). Взаимодействие мод волноводов (без электрона) приводит к изменению постоянных распространения суммарной и разностной мод: $\beta - \Delta\beta$ и $\beta + \Delta\beta$ соответственно ($\Delta\beta$ — константа связи). Можно подобрать длину взаимодействия так, что в отсутствие электрона распределение энергии по волноводам на входе и на выходе будет одинаковым.

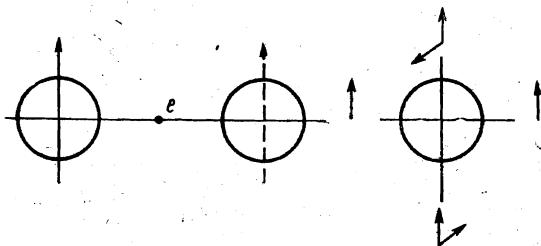


Рис. 2

Рис. 3

Рис. 2. Поляризация волны в волноводе в начале взаимодействия с электроном (схема (б) с двумя волноводами): сплошной линией показана поляризация волны в левом волноводе до взаимодействия, пунктиром — в правом волноводе после взаимодействия

Рис. 3. Направления вектора электрического поля вне волновода для моды HE_{11} круглого волновода

Если электрон пролетает точно между волноводами, то он не взаимодействует с разностной модой ($B_{12}=0$, $B_{22}=0$), так как ее поле здесь равно нулю. (На рис. 3 показаны направления вектора $\mathbf{A}(\omega, \mathbf{r})$ в некоторых точках вне волновода.) Взаимодействие электрона с суммарной модой (коэффициент B_{11}) на выходе приводит к появлению волны в правом волноводе с коэффициентом перекачки $\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1 = e_1^2 = (\delta B_{11}/\Omega)^2$. Эта формула получается из (8) при $e_2 \rightarrow 0$.

5. Возможности экспериментальной реализации

Рассмотрим возможности реализации предложенных схем в диапазоне ближнего инфракрасного света $\omega_0 = 4 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (длина волны в вакууме $\lambda = 10 \text{ мкм}$) для основной моды HE_{11} диэлектрических волноводов круглого сечения. При использовании материала волноводов с большим показателем преломления $n_0 = 2,5 - 2,8$ (халькогенидные стекла) требуется относительно невысокое ускоряющее напряжение для электронов (30—50 кВ).

При радиусе волновода $r_0 \approx 0,24 \lambda \approx 2,4 \text{ мкм}$, $n_0 \approx 2,65$ и расстоянии электрона от центра волновода $r_e \approx 4,8 \text{ мкм}$ расчет на ЭВМ для схемы (а) дает $e_1/e_2 \approx 87$, а максимальный коэффициент перекачки $\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1 \approx 16$ достигается при $\alpha_{\text{ph}}^2 \alpha_{\text{gr}} \approx 0,9 \cdot 10^{-15}$ ($e_1 \approx 9,4$). Коэффициент перекачки (8) зависит от отношения e_1/e_2 , которое растет при удалении от волновода, но при этом уменьшается взаимодействие электрона с полем и требуется обеспечивать малые величины α_{ph} и α_{gr} .

В схеме (б) коэффициент перекачки не ограничен ($e_2 = 0$) и при $r_0 \approx 1,6 \text{ мкм}$, $n = 2,65$, $r_e \approx 2 \text{ мкм}$ и расстоянии между волноводами $2r_e$ такой же расчет на ЭВМ для моды HE_{11} дает $\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1 \approx (0,5 \cdot 10^{10} \alpha_{\text{ph}}^2 \alpha_{\text{gr}})^2$, т. е. при $\alpha_{\text{ph}}^2 \alpha_{\text{gr}} \approx 10^{-11}$ коэффициент перекачки равен $\mathcal{E}_2/\mathcal{E}_1 \approx 400$.

Как видим, в схеме (б) более слабые требования для величины $\alpha_{ph}^2 a_{gr}$, которые при равенстве фазовой и групповой скоростей означают $\alpha_{ph} \approx a_{gr} \approx 2,1 \cdot 10^{-4}$. Это не так уж сложно реализовать. Однако из-за волновой дисперсии фазовая и групповая скорости различны и расчет на ЭВМ дает $\alpha_{ph} \approx 0,5 \cdot 10^{-5}$, $a_{gr} \approx 0,37$. Для достижения столь малой величины α_{ph} требуется поддерживать ускоряющее напряжение около 40 кВ с точностью 0,01 В.

Но это преодолимая трудность. В замедляющих системах можно найти рабочую частоту, на которой групповая и фазовая скорости одной из гармоник равны, например в гофрированном диэлектрическом волноводе [6]. В этом случае ($\alpha_{ph} = a_{gr}$) схема (б) могла бы быть реализована при длине взаимодействия $L \approx 10$ см для квантов длительности $\tau_0 = \alpha_{ph} L / V_0 \approx 2 \cdot 10^{-13}$ с апертурой электронного пучка $\Delta X = [\hbar L / m V_0]^{1/2} \approx 0,3$ мкм. Конечная неточность ΔX фокусировки пучка в схеме (б) приводит к тому, что электрон взаимодействует также и с разностной волной ($B_{22} \neq 0$, $\epsilon_2 \neq 0$). Однако при $\Delta X \ll \lambda$ приближение ($\epsilon_2 = 0$) оправданно.

Авторы глубоко благодарны В. Б. Брагинскому за ценные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Levenson V. D., Shelby R. M., Reid M., Walls D. F. // Phys. Rev. Lett. 1986. 57. P. 2473. [2] Slusher R. E., Hollberg L. W., Yurke B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. 55. P. 2409; Shelby R. M., Levenson V. D., Perlmutter S. H. et al. // Ibid. 1986. 57. P. 691; Wu L., Kimble N. J., Hall J. L. et al. // Ibid. 1986. 57. P. 2520. [3] Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я. // ЖЭТФ. 1977. 77. С. 1340; Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. // ДАН СССР. 1981. 259. С. 570; ДАН СССР. 1982. 264. С. 1136. [4] Yamamoto I., Mashida S., Imoto N. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1987. B4. P. 1645. [5] Braginsky V. B., Vyatchanin S. P. // Phys. Lett. 1988. 132A. P. 206; Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. // ДАН СССР. 1989. 307. С. 95. [6] Вятчанин С. П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. 31. № 5. С. 41. [7] Брагинский В. Б., Халили Ф. Я. // ЖЭТФ. 1988. 94. С. 151. [8] Фейнман Р. Ф. // ВФН. 1986. 149. С. 671. [9] Fredkin E., Toffoli T. // Int. J. Theor. Phys. 1982. 21. P. 219. [10] Снайдерс А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М., 1987. Гл. 30.

Поступила в редакцию
20.09.90