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

ЛИТЕРАТУРА

[1] Астрофизика, кванты и теория относительности. М., 1982 [2]. Pizzella G.// //Riv. del Nuovo Cim. 1975. 5. P. 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] Айнбиндер 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 КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОГО 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 удается 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 $\mathscr{E}=\hbar\omega_0$ ($\hbar$ — постоянная Планка), длительность τ_0 и неопределенность энергии $\Delta\mathscr{E} \simeq \hbar/\tau_0$).

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 $L \gg V_0\tau_0/\alpha_{gr}$ (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)

$$\mathscr{H}=(\mathbf{P}-(e/c)\,\mathbf{A})^2/(2m)+\int_0^\infty \hbar\omega\, d\omega\,(a_\omega^+ a_\omega+b_\omega^+ b_\omega),$$
$$\mathbf{A}=\mathbf{A}(t,\ \mathbf{r}_\perp,\ z)=\int_0^\infty d\omega\,[\mathbf{A}_1(\omega,\ \mathbf{r}_\perp)\,a_\omega(t)+\mathbf{A}_2(\omega,\ \mathbf{r}_\perp)\,b_\omega]\cdot\exp(i\beta(\omega)\,z)+\text{э. с.}, \tag{1}$$

где e, m, $\mathbf{P}$ — заряд, масса и обобщенный импульс электрона, $\mathbf{A}$ — 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), $\mathbf{r}_\perp$ и z — поперечная и продольная координаты электрона, $\mathbf{A}_i(\omega,\mathbf{r}_\perp)$ — векторные функции, описывающие распределение вектор-потенциала в поперечном сечении волновода, которые, как известно (см. напр., [10]), могут быть записаны в виде

$$\mathbf{A}_i(\omega, \mathbf{r}_\perp)=\mathbf{F}_i(\omega, \mathbf{r}_\perp)/F_{i0}, \quad \mathbf{F}_i(\omega, \mathbf{r}_\perp)=$$
$$=\frac{i}{\beta^2\gamma}[\beta\nabla_\perp\varphi_i(\omega, \mathbf{r}_\perp)-k\mathbf{e}_z\times\nabla_\perp\psi_i(\omega, \mathbf{r}_\perp)]+\mathbf{e}_z\varphi_i(\omega, \mathbf{r}_\perp), \tag{2}$$

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

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

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 $\mathbf{r}_{el}=\mathbf{e}_zV_0t+\mathbf{r}+\mathbf{r}^*$. В дипольном приближении ($|\mathbf{r}|\ll\beta^{-1}$, $|\mathbf{r}|\ll|\nabla_\perp\mathbf{A}_i/\mathbf{A}_i|$) из гамильтониана (1) получаем уравнение

$$d_t^2\mathbf{r}=i\eta\int_0^\infty d\omega\,\omega\exp\{i\beta V_0t\}(a_\omega\mathbf{B}_1+b_\omega\mathbf{B}_2), \tag{4}$$

где $\eta=e/mc$, $\mathbf{B}_i=\gamma\mathbf{A}_{i\perp TH}+A_{i\parallel}\mathbf{e}_z$, функции $\mathbf{A}_i$ 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

$$d_ta_\omega=-i\omega a_\omega+\frac{eV_0\beta}{c\hbar}\exp\{-i\beta V_0t\}(\mathbf{r}\mathbf{B}_1^*). \tag{5}$$

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

$$d_t^2q_1+B_{11}\delta_1d_tq_1+B_{12}\delta_2d_tq_2=B_{11}D(t)_1+B_{12}D_2(t), \tag{6}$$
$$d_t^2q_2+B_{22}\delta_2d_tq_2+B_{21}\delta_1d_tq_1=B_{22}D(t)_2+B_{21}D_1(t),$$

где $D_1(t)=i\eta\int_0^\infty\omega\,d\omega\,a_{0\omega}\exp\{i\alpha_{ph}(\omega_0-\omega)t\}$ — огибающая импульса в первой моде (аналогичная формула для $D_2(t)$), операторы $a_{0\omega}$ и $b_{0\omega}$ соответствуют состоянию поля до взаимодействия ($t \to -\infty$), $B_{ij} = (\mathbf{B}_i \mathbf{B}_j^*)$. Для круглого диэлектрического волновода фазовая и групповая скорости не зависят от поляризации и поэтому равны коэффициенты $\delta_1 = \delta_2 = \delta = (\pi e^2 \omega)/(\alpha_{ph}^2 \alpha_{gr} \hbar m c^2)$. Вторые члены в уравнениях (6) описывают радиационное трение.

При достаточно большом времени взаимодействия $\tau_{int} = \tau_0/\alpha_{gr} \gg \Omega^{-1}$ 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-

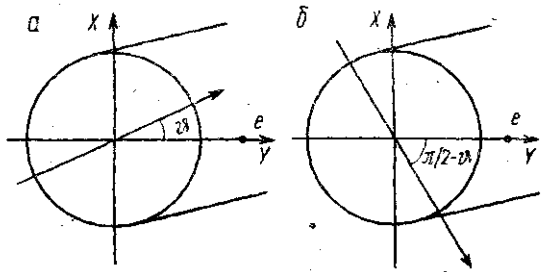

Рис. 1. Возможная поляризация поля в волноводе в начале (*а*) и в конце (*б*) взаимодействия с электроном (схема (а) с одним волноводом)

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

$$a_\omega(t \to \infty) = a_{0\omega} \exp\{-i\omega t - i\Phi_1\}, \tag{7}$$
$$b_\omega(t \to \infty) = b_{0\omega} \exp\{-i\omega t - i\Phi_2\},$$

где $\Phi_i = \operatorname{arctg}(\varepsilon_i)$, $\varepsilon_i = \delta B_{ii}/\Omega$. Сдвиг фаз $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ максимален при $\vartheta = \pi/4$ и равен $\Delta\Phi = 2 \operatorname{arctg}((\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(1 + \varepsilon_1 \varepsilon_2))$.

Коэффициент перекачки энергии оказывается равным

$$\mathscr{E}_2/\mathscr{E}_1 = [(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(1 + \varepsilon_1 \varepsilon_2)]^2, \tag{8}$$

где $\mathscr{E}_1$ — энергия на входе в исходной моде (рис. 1, *а*), $\mathscr{E}_2$ — 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 $\mathbf{A}_1(\omega)$ и $\mathbf{A}_2(\omega)$, 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.

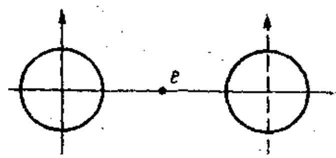

Рис. 2

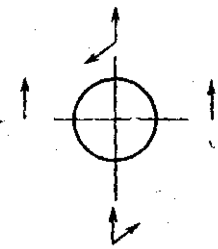

Рис. 3

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 $\mathscr{E}_2/\mathscr{E}_1=\varepsilon_1^2=(\delta B_{11}/\Omega)^2$. Эта формула получается из (8) при $\varepsilon_2\to 0$.

5. Возможности экспериментальной реализации

Рассмотрим возможности реализации предложенных схем в диапазоне ближнего инфракрасного света $\omega_0=4\cdot 10^{14}$ с$^{-1}$ (длина волны в вакууме $\lambda=10$ 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) потребуется относительно невысокое ускоряющее напряжение для электронов (30—50 кВ).

При радиусе волновода $r_0\simeq 0{,}24\lambda\simeq 2{,}4$ мкм, $n_0\simeq 2{,}65$ и расстоянии электрона от центра волновода $r_e\simeq 4{,}8$ мкм расчет на ЭВМ для схемы (а) дает $\varepsilon_1/\varepsilon_2\simeq 87$, а максимальный коэффициент перекачки $\mathscr{E}_2/\mathscr{E}_1\simeq 16$ достигается при $\alpha_{ph}^2\alpha_{gr}\simeq 0{,}9\cdot 10^{-15}$ ($\varepsilon_1\simeq 9{,}4$). Коэффициент перекачки (8) зависит от отношения $\varepsilon_1/\varepsilon_2$, 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 ($\varepsilon_2=0$) и при $r_0\simeq 1{,}6$ мкм, $n=2{,}65$, $r_e\simeq 2$ мкм и расстоянии между волноводами $2r_e$ такой же расчет на ЭВМ для моды HE_{11} дает $\mathscr{E}_2/\mathscr{E}_1\simeq(0{,}5\cdot 10^{10}\,\alpha_{ph}^2\alpha_{gr})^2$, т. е. при $\alpha_{ph}^2\alpha_{gr}\simeq 10^{-11}$ коэффициент перекачки равен $\mathscr{E}_2/\mathscr{E}_1\simeq 400$.

Как видим, в схеме (б) более слабые требования для величины $\alpha_{ph}^2\alpha_{gr}$, которые при равенстве фазовой и групповой скоростей означают $\alpha_{ph}\simeq\alpha_{gr}\simeq2{,}1\cdot10^{-4}$. Это не так уж сложно реализовать. Однако из-за волновой дисперсии фазовая и групповая скорости различны и расчет на ЭВМ дает $\alpha_{ph}\simeq0{,}5\cdot10^{-5}$, $\alpha_{gr}\simeq0{,}37$. 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 ($\alpha_{ph}=\alpha_{gr}$) схема (б) могла бы быть реализована *при длине* взаимодействия $L\simeq10$ см для квантов длительности $\tau_0=\alpha_{ph}L/V_0\simeq2\cdot10^{-13}$ с апертурой электронного пучка $\Delta X=[\hbar L/mV_0]^{1/2}\simeq0{,}3$ мкм. Конечная неточность ΔX фокусировки пучка в схеме (б) приводит к тому, что электрон взаимодействует также и с разностной волной ($B_{22}\neq0$, $\varepsilon_2\neq0$). Однако при $\Delta X\ll\lambda$ приближение ($\varepsilon_2=0$) 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.//Вести. 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.//УФН. 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