

Атомный оптико-спинтронный коррелятор на основе эффекта селективного зеркального отражения

В.И.Балыкин, В.С.Летохов

Исследованы возможности создания быстродействующего энергоэффективного оптического коррелятора на основе эффекта оптической ориентации и деориентации спинов ядер атомов.

Ключевые слова: оптический коррелятор, оптическая нелинейность, спин.

1. Введение

Использование оптического излучения в качестве носителя информации имеет ряд принципиальных преимуществ по сравнению с использованием электрических сигналов. Эти преимущества, обусловленные физическими свойствами световых потоков, таковы: 1) в линейной оптической среде световые потоки не взаимодействуют друг с другом, даже пересекаясь, что обеспечивает возможность быстрой параллельной обработки больших массивов информации; 2) световые потоки могут быть локализованы в области с характерным размером в поперечном к световому лучу направлении менее 1 мкм, а с применением УКИ – в области до микронных размеров в продольном направлении; 3) скорость передачи светового сигнала превышает скорость передачи электрического сигнала; 4) использование оптического излучения в качестве носителя информации исключает необходимость многократного преобразования электрической энергии в световую и обратно. Эти свойства делают лазерное излучение способным преодолеть ограничения по быстродействию и параллельной обработке информации с использованием электрических сигналов.

Наиболее характерной особенностью оптического излучения как носителя информации является его двумерность, а при использовании УКИ – даже трехмерность передачи и обработки информации. Двумерность обусловлена малой длиной волны (в видимом диапазоне – менее 1 мкм), позволяющей при использовании лазерного излучения создавать участки изображения с характерным размером 1 мкм. Это в свою очередь допускает передачу по оптическому лучу диаметром 3 см большого объема (до 10^{10} бит) информации.

Перечисленные выше потенциальные достоинства использования оптического излучения в качестве носителя информации до сих пор не реализованы в силу отсутствия эффективных способов ввода и вывода информации в оптическое излучение. В большинстве исследований, касающихся оптической обработки информации, рассмотрена временная модуляция отдельного лазерно-

го луча, исключаяющая главное достоинство оптического излучения как носителя информации – его двумерность, а значит, и возможность параллельной обработки оптической информации.

Параллельную обработку оптической информации может осуществлять оптический коррелятор (ОК), предназначенный для обработки сигналов в приемно-передающих устройствах корреляционного типа. В основе работы ОК лежит метод сравнения изображения образа, подлежащего распознаванию, с эталонным. Если в изображении содержится интересующий нас образ, то в результате автокорреляции образуется сигнал, указывающий на наличие распознаваемого образа. ОК могут использоваться для быстрого сравнения входного изображения с громадной библиотекой изображений, т. е. для параллельной обработки двумерной оптической информации. Наиболее подходящими областями применения быстрого ОК могут быть медицинская диагностика, метеорология, криминалистика и т. д. Однако до сих пор потенциал ОК не реализован из-за отсутствия соответствующих материальных сред и физического механизма, обеспечивающих быстрое записывание и считывание оптической информации.

К настоящему времени предложено несколько конкретных схем ОК. Наиболее эффективные из них основаны на трех- и четырехволновом смещении оптических волн в нелинейных оптических материалах [1] – фоторефрактивных кристаллах и атомных парах. Оптические корреляторы на фоторефрактивных кристаллах были продемонстрированы экспериментально, однако их быстродействие составляет всего лишь 0.03 с; соответственно обработка изображений в реальном масштабе времени осуществляется слишком медленно. Другим существенным недостатком такого ОК является значительная световая энергия, необходимая для перевода коррелятора из одного устойчивого состояния в другое.

В работе [2] был предложен, а в [3] реализован ОК, активной средой которого служила атомная среда с высокой оптической нелинейностью. Это значительно улучшало как временные, так и энергетические характеристики параметров ОК. Быстродействие такого коррелятора может достигать порядка 10^{-8} с (время жизни возбужденного состояния атома), пространственное разрешение – порядка 1 мкм. Использование атомных паров, обладающих сильной оптической нелинейностью,

существенно (на несколько порядков) снижает требования к энергетике такого ОК по сравнению с коррелятором на основе фоторефрактивных материалах. Тем не менее использование оптической плотности при работе ОК предполагает использование и в атомных средах излучения со значительной оптической плотностью.

В данной работе осуществляется дальнейшее развитие ОК на основе атомных сред, отличаем которого от существующих корреляторов является использование селективного зеркального отражения света от атомного газа.

2. Селективное зеркальное отражение света от атомного газа

Зеркальное отражение света на резонансной частоте от атомного газа было открыто Вудом [4]. Суть этого явления состоит в следующем. При падении резонансного излучения на разреженную атомную среду последняя изотропно рассеивает падающее излучение. С ростом давления газа среднее расстояние между атомами уменьшается, и при расстоянии, меньшем длины волны падающего излучения, интерференция испущенных отдельными атомами сферических волн приводит к появлению плоской волны в направлении зеркального отражения. Необходимые условия зеркального когерентного отражения таковы: 1) для формирования плоской волны коэффициент поглощения должен превышать модуль волнового вектора падающего излучения; 2) для устранения эффекта Доплера длина свободного пробега атома должна быть меньше длины волны излучения. Зеркальное отражение в эксперименте происходит, как правило, от плоской границы между диэлектриком и атомным газом.

Характер селективного отражения существенно зависит от давления атомного газа. При высоком давлении, когда столкновительное уширение оптического перехода γ_c больше неоднородного (доплеровского) уширения $\Delta\omega_D$, зеркальное отражение достаточно хорошо описывается в рамках классической теории дисперсии [5, 6]. При относительно низком давлении газа, когда $\gamma_c < \Delta\omega_D$, столкновения с ограничивающей газ поверхностью диэлектрика вносят некоторые особенности в характер отражения [6, 7]. Низкий контраст зеркального резонансного отражения относительно неселективного фона при нормальном падении излучения на границу раздела диэлектрик–атомный газ ограничивает применение этого метода при нормальном падении. При больших углах падения реализуется полное внутреннее зеркальное отражение, которое при достаточно высоком давлении приобретает уникальное свойство – высокий коэффициент отражения, способный быть как линейным [4], так и нелинейным [8]. Известное применение этого эффекта – стабилизация частоты лазеров – предложено еще в работе [8].

Основные качественные характеристики зеркального отражения можно получить, рассматривая отражение плоской световой волны от границы раздела диэлектрик–атомный газ. Пусть электрическое поле волны, падающей на границу раздела,

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 \exp[i(\mathbf{kr} - \omega t)] + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

возбуждает осциллирующий электрический дипольный момент в каждом атоме газа

$$P(\mathbf{r}, t) = P_0 \exp[i(\mathbf{kr} - \omega t)] + \text{компл. сопр.} \quad (2)$$

Для слабого падающего поля амплитуда диполя пропорциональна амплитуде электрического поля:

$$p = \alpha E, \quad (3)$$

где α – диэлектрическая восприимчивость атома. Макроскопическая поляризуемость в атомной среде может быть представлена в виде

$$P = N\alpha E = \chi \exp[i(\mathbf{kr} - \omega t)], \quad (4)$$

где $\chi = \alpha N$ – диэлектрическая восприимчивость газа; N – число атомов (в см^{-3}). Для реального атома диэлектрическая восприимчивость зависит также от угловых моментов основного и возбужденного состояний атома [9, 10]:

$$\chi = \chi_{\text{is}} + \chi_{\text{hfs}} \mathbf{J}\mathbf{J} - i \sum_{F, F'} \chi_{\text{gt}}(F, F') \mathbf{J}(F, F') X + \sum_{F, F'} \chi_{\text{br}}(F, F') Q, \quad (5)$$

где χ_{is} – изотропная часть диэлектрической восприимчивости; χ_{hfs} – часть восприимчивости, зависящая от сверхтонкой структуры уровня атома; $\chi_{\text{gt}}(F, F')$ – гиротропная часть восприимчивости, ответственная за круговую дихроизм атомного газа и вращение плоскости поляризации; $\chi_{\text{br}}(F, F')$ – часть восприимчивости, ответственная за наведенную светом в парах анизотропию; $\mathbf{J}, \mathbf{I}, F$ – атомный орбитальный угловой момент, ядерный спиновый угловой момент и полный угловой момент атома; Q – электрический квадрупольный момент атома; символ X – векторное умножение с любым вектором справа.

В работе [6] показано, что при $\gamma_c > \Delta\omega_D$ все соотношения оптики прозрачных сред, полученные из уравнений Максвелла и граничных условий, могут быть формально перенесены на оптику поглощающих сред с помощью замены вещественной диэлектрической проницаемости ε (или диэлектрической восприимчивости χ) комплексной величиной $\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon''$. Тогда коэффициенты отражения света от границы раздела зависят от диэлектрической восприимчивости и угла падения φ на границу раздела следующим образом:

$$R_{\perp} = \frac{(a - \cos \varphi)^2 + b^2}{(a + \cos \varphi)^2 + b^2}, \quad (6)$$

$$R_{\parallel} = \frac{[(a - \cos \varphi)^2 + b^2][(a - \sin \varphi \tan \varphi)^2 + b^2]}{[(a + \cos \varphi)^2 + b^2][(a + \sin \varphi \tan \varphi)^2 + b^2]}, \quad (7)$$

где R_{\perp} и R_{\parallel} – коэффициенты отражения для компонент излучения, у которых вектор электрического поля лежит в плоскости падения (R_{\parallel}) и перпендикулярен ей (R_{\perp}); параметры a и b определяются соотношениями

$$2a^2 = \left\{ (1 + \chi' - \sin^2 \varphi) + [(1 + \chi' - \sin^2 \varphi)^2 + (\chi'')^2]^{1/2} \right\}, \quad (8)$$

$$2b^2 = \left\{ -(1 + \chi' - \sin^2 \varphi) + [(1 + \chi' - \sin^2 \varphi)^2 + (\chi'')^2]^{1/2} \right\}, \quad (9)$$

где χ' и χ'' – действительные и мнимые части диэлектрической восприимчивости.

3. Атомный оптико-спинтронный коррелятор

Рассмотрим возможность построения оптического коррелятора на основе зеркального отражения и использования различных частей *атомной* диэлектрической восприимчивости (5). В данном рассмотрении под оптическим коррелятором мы понимаем ту его часть, где происходит физический процесс обмена информацией между лазерным лучом, несущим информацию, и пробным лазерным лучом, считывающим ее. Такой коррелятор должен естественно включать в себя третью составную часть, в которой происходит обмен информацией между двумя лучами. В нашем случае это *атомный газ с отличным от нуля спиновым моментом* основного или возбужденного состояния. Атомную среду удобно описывать с помощью диэлектрической восприимчивости χ из выражения (5). Обмен информацией происходит при селективном зеркальном отражении обоих лазерных лучей, как схематично показано на рис. 1. Такой коррелятор мы называем атомным оптико-спинтронным коррелятором (АОК).

3.1. Атомный коррелятор на основе изотропной диэлектрической восприимчивости χ_{is}

Возможность использования нелинейных оптических сред для оптических компьютеров привлекла внимание исследователей достаточно давно. Конкретная схема применения эффекта нелинейного трехволнового смешения для осуществления операции свертывания и корреляционного анализа была предложена Еремеевой с соавторами [11]. А. Ярив предложил использовать эффект нелинейной оптической техники (трехволновое смешение) для реализации голограмм в реальном времени [12].

Схемы, основанные на трехволновом смешении, имеют принципиальные ограничения по пространственной полосе частот, что обусловлено необходимостью фазового синхронизма. Другим недостатком таких схем является необходимость использования многочастотного излучения. Нелинейным физическим процессом, свободным от вышеуказанных проблем, является четырехволновое смешение [13]. Нелинейные эффекты, возникающие при селективном отражении света от границы раздела диэлектрик – атомный газ, рассматривались в работе [14], где вычислялось изменение отражения пробного

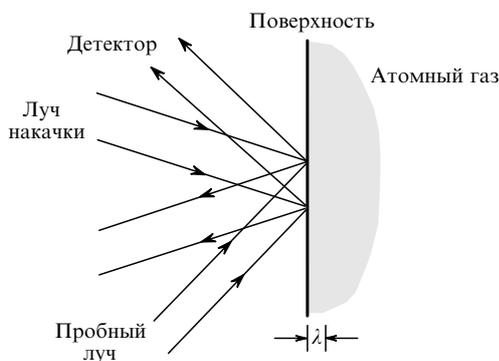


Рис. 1. Схема атомного оптико-спинтронного коррелятора на основе нелинейной восприимчивости атомной среды и селективного зеркального отражения.

поля в присутствии сильного силового поля в терминах эффективной диэлектрической восприимчивости. Было показано, что изотропная часть диэлектрической восприимчивости на частоте пробного поля зависит от интенсивности силового поля как

$$\chi_{is} = \chi_{is}^0 + \Omega_R^2 \chi_{is}', \quad (10)$$

где χ_{is}^0 – восприимчивость атомов без силового поля; χ_{is}' – коэффициент, характеризующий нелинейность оптической среды и не зависящий от частоты Раби силового поля; Ω_R – частота Раби силового поля.

Хотя АОК на основе зеркального отражения и оптической нелинейности атомной среды, так же как и ОК на поглощении в атомном газе [13], требует заметной мощности на единичный пиксель, его существенным преимуществом является предельно малый пространственный размер пикселя, равный длине волны излучения, поскольку «толщина» активной зоны коррелятора меньше длины волны светового излучения, т. е. коррелятор является не объемным (как все известные корреляторы), а плоским.

3.2. Атомный коррелятор на основе оптической накачки (использование диэлектрической восприимчивости χ_{hfs})

Если основное состояние атомов расщеплено (например, за счет сверхтонкого взаимодействия), то диэлектрическая восприимчивость является функцией населенностей соответствующих подуровней основного состояния атома. У атомов щелочных металлов основное состояние расщеплено за счет сверхтонкого взаимодействия на два подуровня $F_1 = |J + I|$ и $F_2 = |J - I|$. Например, для атома натрия $F_2 = 2$, $F_1 = 1$. Когда подуровни F_1 и F_2 заселены согласно их статистическим весам, то $\langle \mathbf{J} \rangle = 0$ и соответствующая усредненная сверхтонкая часть восприимчивости атомной среды, как видно из выражения (5), также равна нулю. Когда все атомы находятся на верхнем подуровне $F = 2$, тогда $\langle \mathbf{J} \rangle = 3/4$ и восприимчивость максимальна на частоте перехода с $F = 2$. Если все атомы находятся на нижнем подуровне $F = 1$, то $\langle \mathbf{J} \rangle = -5/4$ и сверхтонкая часть восприимчивости максимальна на переходе с $F = 1$.

На рис. 2 представлена схема уровней атомов газа для АОК на основе оптической накачки. Силовое поле резонансно переходу $F = 2 \rightarrow 3P_{1/2}$, а пробное поле находится в резонансе с переходом $F = 1 \rightarrow P_{1/2}$. Легко оце-

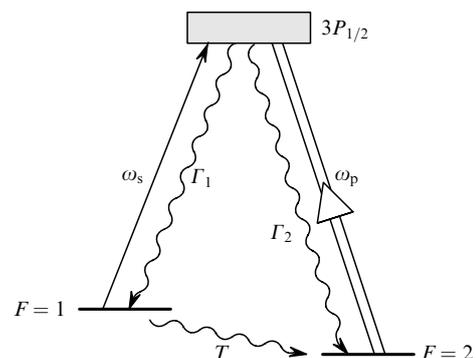


Рис. 2. Схема уровней атомов для атомного оптико-спинтронного коррелятора на основе оптической накачки.

нить основные энергетические и временные параметры этого АОК. Лазерная интенсивность, необходимая для создания заметного перераспределения населенностей между двумя подуровнями, оценивается из соображений баланса энергии:

$$I = \frac{\hbar\omega Nl}{T\rho}, \quad (11)$$

где $\rho = \Gamma_1\tau = \Gamma_1/(\Gamma_1 + \Gamma_2)$; $1/T$ – скорость релаксации населенностей между подуровнями F_1 и F_2 ; $\tau = (\Gamma_1 + \Gamma_2)^{-1}$ – спонтанное время жизни возбужденного уровня; Γ_1 и Γ_2 – скорости распадов возбужденного уровня на подуровни F_1 и F_2 соответственно; l – длина области взаимодействия. В режиме полного внутреннего отражения характерная длина области взаимодействия и ее минимальный поперечный размер (минимальный размер пикселя) составляют порядка длины волны света, т. е. объем одного пикселя равен $\sim \lambda^3$. Из выражения (11) следует оценка максимального числа фотонов, необходимого для оптической накачки объема одного пикселя:

$$n_{\text{ph}} = \frac{1}{\rho} \frac{N\lambda^3}{T}. \quad (12)$$

Время релаксации между подуровнями сверхтонкой структуры T определяет быстрдействие оптического коррелятора, которое в рассматриваемой геометрии обусловлено столкновениями с диэлектрической поверхностью: при столкновении атомы переходят в тепловое равновесие с поверхностью и устанавливается равновесная населенность между подуровнями F_1 и F_2 . Соответствующее характерное время равно времени пролета атома T_{fl} со средней скоростью \bar{v}_a через область взаимодействия с излучением, которое в рассматриваемой геометрии составляет порядка λ , т. е. время релаксации

$$T_{\text{rel}} = T_{\text{fl}} = \frac{\lambda}{\bar{v}_a} = 2 \times 10^{-9} \text{ с}. \quad (13)$$

Поскольку время релаксации T_{rel} может быть меньше времени спонтанного распада τ_{sp} возбуждения уровня, то для оценки числа фотонов n_{ph} следует брать в выражении (12) вместо T время τ_{sp} . Максимальная плотность атомов определяется из соображений максимальной коэффициента отражения. Рост коэффициента отражения с увеличением давления газа ограничивается ростом вероятности тройных столкновений. Максимальное давление атомарных паров, определяемое этим эффектом, составляет порядка 10^2 Тор, что соответствует $N = 1.8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Тогда максимальная требуемая мощность лазерного излучения на один пиксель $P_{\text{max}} = (\hbar\omega N\lambda^3)(\rho\tau_{\text{sp}})^{-1} = 2 \times 10^{-5} \text{ Вт}$, а энергия переключения одного пикселя $W = P_{\text{max}}\tau_{\text{sp}} = 4 \times 10^{-14} \text{ Дж}$, чему соответствует $n_{\text{ph}} = W/\hbar \simeq 10^5 \text{ фот./пиксель}$. При этом быстрдействие коррелятора равно $\sim 10^{-8} \text{ с}$.

Требования к энергетике АОК могут быть значительно снижены, если ограничиться числом атомов в одном пикселе порядка 100, которое, тем не менее, гарантирует достаточно большой коэффициент отражения света. Тогда мощность лазерного излучения на один пиксель $P_{\text{las}} = 6 \times 10^{-9} \text{ Вт}$, энергия $W = 6 \times 10^{-17} \text{ Дж}$, а число фотонов $n_{\text{ph}} = 10^2 \text{ фот./пиксель}$.

3.3. Атомный коррелятор на основе гиротропии атомной среды

Хорошо известно, что оптические свойства слабопоглощающих кристаллических сред описываются комплексным тензором диэлектрической проницаемости ϵ_{kl} (или комплексной диэлектрической восприимчивостью χ_{kl}), характеризующим зависимость оптических свойств кристаллов от направления распространения света и его поляризации. В парах атомов с отличным от нуля угловым моментом аналогичная анизотропия возникает при наличии внешнего магнитного поля. Анизотропные свойства атомных паров описываются диэлектрической восприимчивостью χ_{gt} и χ_{br} из выражения (5). Восприимчивость χ_{gt} описывает гиротропные свойства среды, χ_{br} – двулучепреломленные среды.

Гиротропия среды проявляется в явлении кругового дихроизма и в фарадеевском вращении плоскости поляризации. Физику этих явлений в атомных парах легко понять при рассмотрении взаимодействия двухуровневого атома и квазирезонансного монохроматического поля с частотой ω . Пусть атомная среда помещена в магнитное поле напряженностью B и среда возбуждается линейно поляризованным светом с волновым вектором k вдоль направления магнитного поля. Наведенный дипольный момент атома имеет компоненту в фазе с полем, которой соответствует реальная часть диэлектрической восприимчивости n_{ω} , и компоненту, смещенную по фазе на 90° , которой соответствует мнимая часть восприимчивости κ_{ω} (поглощение света). Магнитное поле B расщепляет зеемановские подуровни возбужденного состояния на величину $m_e\mu B$, где $m_e = \pm 1$, μ – магнитный момент атома. Падающий линейно поляризованный свет на входе в среду можно представить в виде суммы двух волн с поляризациями σ^+ и σ^- и равными амплитудами, связывающими основное состояние с двумя подуровнями $m_e = \pm 1$ возбужденного уровня атома. Эти волны распространяются в атомной среде с разными коэффициентами преломления n_+ и n_- и с разными сечениями поглощения κ_+ и κ_- , испытывая разные фазовые сдвиги и ослабления. Фазовые сдвиги волн с поляризациями σ^+ и σ^- приводят к повороту плоскости поляризации на угол (фарадеевский угол вращения)

$$\beta = (\pi/\lambda)(n_+ - n_-)l. \quad (14)$$

Для атомной среды в несильном магнитном поле ($\mu B < \Gamma$) угол

$$\beta \approx (2\pi\kappa l)(\mu B/\Gamma), \quad (15)$$

т. е. он определяется произведением оптической плотности ($2\pi\kappa l$) на величину зеемановского расщепления в единицах однородной ширины ($\mu B/\Gamma$). Фарадеевский эффект в атомных парах на четыре порядка больше, чем в типичных фарадеевских материалах, из-за чрезвычайно высокой чувствительности атомных уровней к магнитному полю.

Вблизи резонанса световые поля с поляризациями σ^+ и σ^- испытывают поглощения, причем поглощение для σ^+ и σ^- различно, что и приводит к круговому дихроизму. Результирующее действие рефракции и поглощения приводит к эллиптичности поляризации прошедшего через атомную среду света. Отношения осей эллипса оп-

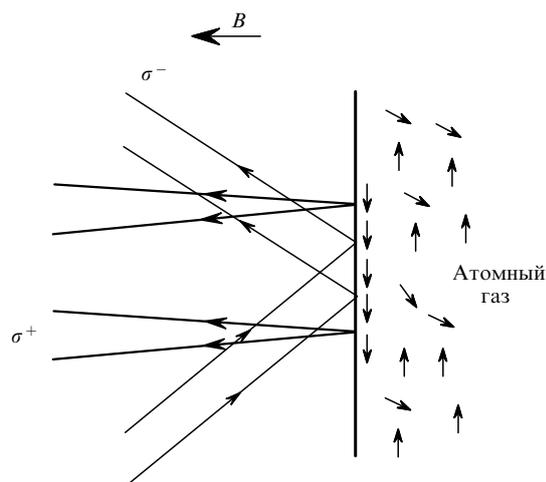


Рис.3. Атомный оптико-спинтронный коррелятор на основе гиротропной восприимчивости атомной среды и селективного зеркального отражения

ределяется разностью поглощений σ^+ - и σ^- -полей, а фарадеевский угол вращения – как угол между вектором начальной поляризации и большой осью эллипса.

АОК на основе гиротропной восприимчивости χ_{gt} атомной среды и селективного зеркального отражения может быть реализован по схеме рис.3. Сильное лазерное поле с σ^+ -поляризацией (которое может быть промодулировано как по пространству, так и по времени) приготавливает атомную среду на границе раздела с отличным от нуля зеемановским угловым моментом $\langle J(F, F') \rangle$ что и создает круговой дихроизм. Селективное резонансное отражение пробного поля зависит от величины наведенного дихроизма. Энергетические и временные характеристики АОК на основе гиротропных эффектов сравнимы с соответствующими характеристиками ОК на основе эффекта оптической накачки.

Хорошо известно, что наведенная атомная ориентация и поляризация могут как сохраняться, так и разрушаться при столкновениях со стенками (в зависимости от их материала), что позволяет варьировать быстродействие АОК на основе поляризационных эффектов.

4. Заключение

Отметим, что существует также потенциальная возможность повышения пространственного разрешения рассмотренного оптико-спинтронного коррелятора в субмикронную область. Она основана на возможности локализации светового поля в так называемых нанозондах ближнего поля [15–17]. Реализованы схемы достаточно быстрого и высокочувствительного манипулирования оптическим нанозондом [18]. Более того, недавно продемонстрировано [19] использование апертуры трапецевидной конфигурации, что позволило существенно

повысить пропускание света через нанопертуру при ее характерном размере $a_0 \approx 40 - 60$ нм. Для применения ближнего поля в области 2D-сканирования с площадью каждого нанозонда матрицы λ^2 в ОК должна использоваться матрица таких нанозондов (рассмотрены в [20]). Тогда потенциально плотность оптических корреляционных элементов может быть увеличена в $(L/\lambda)^2 \simeq (\lambda/a_0)^2 \simeq (L/a_0)^2$ раз, где L – поперечный размер матрицы нанозондов с полным числом нанозондов $(L/\lambda)^2$. В то же время полное время обработки информации на площади L^2 будет определяться только временем 2D-сканирования матрицы нанозондов в области с числом элементов $(a_0/\lambda)^2 \simeq 10^2 - 10^4$. Анализ этой возможности выходит за рамки рассматриваемого в статье ОК. Однако эта возможность вполне осуществима, особенно в контексте с недавней демонстрацией оптически контролируемой спинтронной памяти в n -легированных InAs–GaAs-квантовых точках [21]. В связи с этим вполне реальным представляется создание 2D-матриц нанозондов на основе квантовых точек.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта INTAS "INFO 00-479" и грантов РФФИ № 02-02-17014, РФФИ 02-16337а. Авторы выражают благодарность М. Дюкло и И.Блоху за полезное обсуждение результатов работы.

- White J., Yariv A. *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 5 (1980).
- Ai B., Glassner D.S., Knize R.J., Partanen J.P. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 851 (1994).
- Biaggio I., Partanen J.P., Ai, B., Knize R.J., Hellwarth R.W. *Nature*, **371**, 318 (1994).
- Wood R.W. *Phil. Mag.*, **18**, 187 (1909).
- Lauriston A.S., Welch H.L. *Can. J. Phys.*, **29**, 93 (1951).
- Schuermans M.F.H. *J. Physique*, **37**, 469 (1976).
- Cojan J.L. *Ann. Physique* (Paris), **2**, 385 (1954).
- Летохов В.С. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 11, 14 (1970).
- Happer W., Mathur B.S. *Phys. Rev.*, **163**, 12 (1967).
- Happer W. *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 169 (1972).
- Еремеева П.А., Кудряшов В.А., Матриев И.Н., Усачева Т.Г., Чекменев А.И. *Квантовая электроника*, **4**, 164 (1977).
- Yariv A. *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 89 (1976); *J. Opt. Soc. Am.*, **60**, 301 (1976).
- Depper D.M., Yeung J.Au., Fekete D., Yariv A. *Opt. Lett.*, **3**, 7 (1978).
- Schuller F., Nienhnis G., Ducloy M. *Phys. Rev. A*, **43**, 443 (1991).
- Pohl D.W., Denk W., Lanz M. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 651 (1984); Lewis A., et al. *Ultramicroscopy*, **13**, 227 (1984); Fischer U.C. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **3**, 386 (1985).
- Betzig E., et al. *Science*, **251**, 1468 (1991); Betzig E., Trautman J.K. *Science*, **257**, 189 (1992).
- Paesler M.A., Moyer P. *Near-Field Optics: Theory, Instrumentation, and Applications* (New York: John Wiley & Sons, 1996).
- Serebryakov D.V., Cherkun A.P., Loginov B.A., Letokhov V.S. *Rev. Sci. Instr.*, **73**, 1795 (2002).
- Naber A., Molenda D., Fischer U.C., Maas H.-J., Höppener C., Lu N., Fuchs H. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 210801 (2002).
- Kim Y.-J., Suzuki K., Goto K. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, 1783 (2001).
- Cortez S., Krebs O., Laurent S., Senes M., Marie X., Voisin P., Ferreira R., Bastard G., Gerard J.-M., Amand T. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 207401 (2002).