

01; 07

© 1991

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИГОТОВЛЕНИЯ КВАНТОВЫХ СЖАТЫХ СОСТОЯНИЙ В ШИРОКОПОЛОСНОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ УСИЛИТЕЛЕ ПРИ ОГРАНИЧЕННОЙ В ПРОСТРАНСТВЕ И ВО ВРЕМЕНИ НАКАЧКЕ

А.В. Б е л и н с к и й

Конечная ширина углового и частотного спектра сигнала, усиливаемого параметрическим усилителем, снижает степень подавления квантовых флуктуаций одной из квадратурных компонент поля, т.е. эффективность сжатия, за счет дифракционных и дисперсионных явлений [1-4]. Негативно влияет также немонохроматичность и неплоскостность накачки при усилении в пространстве и во времени одномодового сигнала [2-4]. В данной работе показано, что одновременное присутствие этих двух отрицательных факторов приводит к их частичной компенсации, т.е. степень сжатия может быть более высокой, чем в каждом из указанных предельных случаев.

Повышенное в последние годы внимание к квантовым полям в сжатых состояниях связано с перспективами их применения в высокоточных измерениях, оптической связи и т.п., что обусловлено способностью с их помощью уменьшать шум детектирования ниже дробового уровня [1-8]. Известные к настоящему времени экспериментальные данные не оправдывают более оптимистичных в количественном отношении теоретических прогнозов. Достигнутое снижение уровня шума пока не превышает двукратного по отношению к дробовому. Поэтому актуальной является задача поиска оптимальных режимов и детального выявления факторов, в той или иной степени влияющих на эффективность сжатия.

Одним из наиболее многообещающих способов приготовления квантовых состояний является параметрический усилитель. Однако дифракция усиливаемого сигнала в пределах угла параметрического захвата существенно снижает его полезность. То же относится и к дисперсии. Для сохранения наглядности ниже мы будем рассматривать лишь дифракцию, поскольку переход к дисперсионным явлениям в рамках пространственно-временной аналогии сводится лишь к простой замене коэффициентов (см., например, [3]). В случае попутного усиления в поле заданной классической накачки процесс параметрического взаимодействия (трех- или четырехфотонного) квазиплоских монохроматических полей описывается уравнением (см., например, [4])

$$(\partial/\partial z - i\Delta_1/2k_{1,2})E_{1,2}^{(*)}(\rho, z) = \beta(\vec{\rho})E_{2,1}^{(-)}(\vec{\rho}, z). \quad (1)$$

Здесь $E^{(+)}$ и $E^{(-)}$ — операторы положительно- и отрицательно-частотной частей поля в представлении Гейзенберга, индексы 1 и 2 соответствуют сигнальному и холостому пучкам, взаимодействие осуществляется в направлении оси z , $\vec{\rho}$ — вектор, ей перпендикулярный, $k_{1,2}$ — волновое число, $\beta(\vec{\rho})$ — комплексный коэффициент нелинейной связи, определяемый амплитудой, фазой и профилем накачки, а также видом и геометрией взаимодействия.

В случае плоской накачки решение (1) записывается в виде Фурье компонент углового спектра $E_j^{(\pm)}(\vec{\alpha}, z) = \int E^{(\pm)}(\vec{\rho}, z) e^{i\vec{\alpha}\vec{\rho}} d^2\rho$ [2-4]. После смещения вида $E^{(\pm)}(\vec{\alpha}) = [E_1^{(\pm)}(\vec{\alpha}, L) + E_2^{(\pm)}(-\vec{\alpha}, L)]/2^{1/2}$, реализуемого с помощью обычного светоделителя (здесь L — длина активной среды), и выделения квадратурных компонент $X = (E^{(+)} + E^{(-)})/2$ и $Y = (E^{(+)} - E^{(-)})/i2$, для дисперсии одной из них имеем

$$\langle \Delta Y^2(x) \rangle = \Gamma \left[(\Gamma - \alpha \cos \varphi - \theta \Gamma \sin \varphi) e^{2\alpha L} + (\Gamma + \alpha \cos \varphi - \theta \Gamma \sin \varphi) e^{-2\alpha L} + 2\theta \sin \varphi - 2\theta^2 / \Gamma \right] / 8\alpha^2. \quad (2)$$

Переход к квадратуре x осуществляется заменой φ на $\varphi + \pi$, Γ и φ — модуль и аргумент β , $\theta = \alpha^2/2k$, $k = k_1 \approx k_2$, $\alpha^2 \approx \Gamma^2 - \theta^2$.

Для когерентного или вакуумного состояния $\langle \Delta X^2 \rangle = \langle \Delta Y^2 \rangle = 1/4$. При определенных параметрах величин, входящих в (2), достигается снижение дисперсии одной из этих квадратур, например, $\langle \Delta Y^2 \rangle < 1/4$, что и является критерием сжатия. Однако для $\alpha \neq 0$ деградация сжатия оказывается весьма существенной и может привести практически к полному его уничтожению. Частичная компенсация этого эффекта достигается фокусировкой либо поступающих на вход пучков [2-4], либо уже усиленных [8]. Однако без принятия подобных мер в эксперименте [9] удалось получить заметное сжатие, что противоречит изложенным теоретическим предсказаниям. Что же послужило причиной такого несоответствия?

Один из вариантов ответа на этот вопрос состоит в следующем. Как это ни парадоксально, компенсирующее действие оказывает конечность поперечных размеров и длины импульса накачки. Первое учитывается зависимостью $\beta(\vec{\rho})$ в (1). Переход же к временному аспекту сложности не представляет.

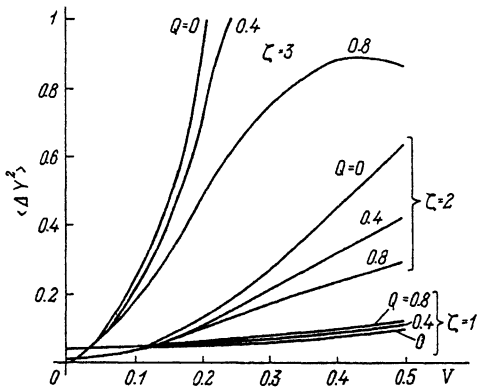
Итак, поперечная ограниченность пучка накачки, очевидно вызывает снижение инкремента параметрического усиления Γ , т.е. в первом приближении он становится функцией $\vec{\alpha}$. Разложим $\Gamma(\vec{\alpha})$ по степеням $\vec{\alpha}$, предполагая усиливающий канал осесимметричным. Тогда останутся только четные степени по α . В параксиальной же области

$$\Gamma(\alpha) \approx \Gamma_0 (1 - \rho \alpha^2), \quad (3)$$

где $\Gamma_0 \approx |\beta(\rho=0)|$.

Поскольку полярный угол $\varphi = |\vec{\alpha}|/k$ коэффициент $\rho \approx (L/2k\rho_0)^2$, где $2\rho_0$ — диаметр пучка накачки. Наличие поперечного сноса может быть учтено введением некоторого эффективного ρ_0 .

Таким образом, $\Gamma(\alpha)$ представляет собой модернизированный инкремент усиления, который в первом приближении учитывает



Угловые спектры сжатия для различных величин инкремента $\zeta = 1, 2, 3$ и параметра $Q = 0; 0.4; 0.8$, учитывающего конечные поперечные размеры накачки. Горизонтальная прямая соответствует уровню вакуумных флуктуаций.

неоднородность накачки. Строго говоря, система перестает быть квазилинейной и спектральные компоненты \mathfrak{x} на выходе уже включают некоторый набор усиленных спектральных компонент на входе. Однако этот эффект в параосиальной области дает поправки более высокого порядка малости, и мы его учитывать не будем.

Заменяя Γ в (1) на $\Gamma(\mathfrak{x})$ из (3), получим

$$\langle \Delta Y^2(\mathfrak{x}) \rangle = \gamma_0 [(\gamma_0 - \gamma \cos \varphi - V \sin \varphi) e^{2\gamma \zeta} + (\gamma_0 + \gamma \cos \varphi - V \sin \varphi) e^{-2\gamma \zeta} + (4) + 2V \sin \varphi - 2V^2/\gamma_0] / 8 \gamma^2.$$

Здесь $\gamma_0 = \Gamma(\mathfrak{x})/\Gamma_0 \approx 1 - QV$, $Q = \Gamma_0(L/\rho_0)^2/2k$, $V = \theta/\Gamma_0$, $\gamma^2 = \gamma_0^2 - V^2$, $\zeta = \Gamma L$.

Оптимальное подавление флуктуаций квадратуры Y , согласно (4), при $\mathfrak{x} \Rightarrow 0$ осуществляется в случае действительного \mathfrak{B} , когда $\varphi = 0$. Для этих условий были рассчитаны угловые спектры сжатия, представленные на рисунке. Видно, что при достаточно больших инкрементах, когда $\zeta \geq 1$, наблюдается снижение дисперсии шума, что и обуславливает повышение степени сжатия. Причина этого эффекта состоит в том, что неоднородность накачки несущественно влияет на оптимальные с точки зрения сжатия синхронные низкочастотные компоненты углового спектра (у которых \mathfrak{x} близко к нулю), но снижает усиление "вредных" периферических компонент, с большими \mathfrak{x} , эллипс сжатия которых ориентирован далеко не оптимальным образом [2-4, 8]. В результате

картина интегрального сжатия, наблюдаемая экспериментально, оказывается более благоприятной. Что же касается небольших инкрементов усиления, когда $\zeta \leq 1$, то здесь ситуация противоположная: эффективность сжатия даже при безграничной накачке небольшая, а конечные ее размеры (в пространстве и во времени) еще более снижают инкремент и степень подавления флуктуаций.

Следует также отметить еще один положительный аспект неоднородной накачки. В силу снижения $\Gamma(\bar{\omega})$ с ростом $|\bar{\omega}|$, уменьшается и угол параметрического захвата, в пределах которого усиление экспоненциально. Таким образом, осуществляется как бы дополнительная низкочастотная фильтрация усиленного пучка, приводящая к его коллимированию.

К сожалению, количественное сопоставление изложенных результатов с данными эксперимента [9] крайне затруднительно не только вследствие недостатка информации, но и в силу того факта, что в [9] видимо зарегистрировано в основном сжатие классического шума. Классическое же сжатие [10] имеет определенные особенности [3, 4], которые могут существенно влиять на результаты наблюдений. Однако сам факт положительной роли конечных пространственно-временных масштабов накачки при больших инкрементах, имевших место в [9], в рамках изложенного подхода получает теоретическое обоснование.

В заключение еще раз отметим, что переход к временному аспекту рассмотренной задачи сводится лишь к замене в (1) поперечного лапласиана на вторую производную по времени с соответствующим коэффициентом, определяемым дисперсией групповой скорости, и заменой $\bar{\rho}$ на время t . Проявления же импульсности накачки полностью аналогичны влиянию ее конечных поперечных размеров.

Автор благодарен А. Стабинису за плодотворные стимулирующие дискуссии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S a v e s C.M., G r o u g h D.D. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. N 10. P. 1535-1545.
- [2] А х м а н о в С.А., Б е л и н с к и й А.В., Ч и р к и н А.С. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 5. С. 873-874.
- [3] Б е л и н с к и й А.В., Ч и р к и н А.С. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 12. С. 2551-2558.
- [4] А х м а н о в С.А., Б е л и н с к и й А.В., Ч и р к и н А.С. В кн.: Новые физические принципы оптической обработки информации / Под ред. С.А. Ахманова и М.А. Воронцова. М.: Наука, 1989.
- [5] С м и р н о в Д.Ф., Т р о ш и н А.С. // УФН. 1987. Т. 153. В. 2. С. 233-271.
- [6] Г о л у б е в Ю.М., С о к о л о в И.В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 2(8). С.408-416.

- [7] Клилин С.Я. Квантовая оптика. Поля и их детектирование. Минск: Наука и техника. 1990. 176 с.
- [8] Колобов МИ., Соколов И.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 6(12). С. 1945-1957.
- [9] Пискаркас А., Стабинис А., Янкаускас А. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. В. 4. С. 742-745.
- [10] Ахманов С.А., Белинский А.В., Чиркин А.С. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т.66. В. 4. С. 738-741.

Московский государственный
университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
2 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 2

26 января 1991 г.

06.1; 06.2

© 1991

ОГРАНИЧЕНИЕ ТЕРМОЭДС НА $p-n$ -ПЕРЕХОДЕ ПРИ РАЗОГРЕВЕ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА СВЧ ПОЛЕМ

Д.Е. Абдурахимов, В.Л. Верешагин,
В.А. Ильчишин, М.Д. Райзер,
Ф.Х. Хакимов

Экспериментально исследовалось возникновение термоэдс на $p-n$ -переходе стандартных фотодиодов ИК диапазона при разогреве носителей тока импульсным СВЧ полем. Установлено, что для кремниевого фотодиода с ростом напряженности электрического поля СВЧ излучения имеет место ограничение термоэдс.

Известно, что если полупроводник с пространственно-неоднородным распределением носителей тока поместить в электрическое поле, то на контактах полупроводника из-за разогрева носителей тока возникает термоэдс. Этот факт исследовался в основном на специальных полупроводниковых образцах как с антизапорным контактом [1, 2], так и с $p-n$ -переходом [3-6], которые помещались в волновод с СВЧ излучением.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования этого эффекта на стандартных фотодиодах при помещении их в поток электромагнитного поля СВЧ диапазона в свободном пространстве. Такая постановка задачи обусловлена, в частности, исследованиями ИК излучения СВЧ газовых разрядов высокого давления [7, 8]. Для этих целей используются селективные фотоприемники ИК излучения, на которых могут по-