

# Влияние внешнего электрического поля и фоновой засветки на профиль интенсивности оптических поверхностных волн в системе металл – фоторефрактивный кристалл

И.М.Ахмеджанов

*Проведено численное моделирование влияния внешнего электрического поля и фоновой засветки на профиль интенсивности оптических фоторефрактивных поверхностных волн на границе металл–фоторефрактивный кристалл. Моделирование осуществлено для кристалла ниобата бария–стронция (SBN) при значениях параметров, соответствующих экспериментальным данным. При численном моделировании обоснованы замена реального металла идеальным и выбор соответствующих граничных условий в зависимости от мощности волны. Выявлены хорошее соответствие результатов расчета ранее опубликованным экспериментальным данным в части влияния фоновой засветки и существенное расхождение в части воздействия внешнего электрического поля. Показана возможность существенного увеличения влияния внешнего электрического поля при уменьшении оптической мощности фоторефрактивной волны до значений, близких к пороговым.*

**Ключевые слова:** фоторефрактивный кристалл, фоторефрактивная поверхностная волна, мощность поверхностной волны.

## 1. Введение

Тематика, связанная с физикой фоторефрактивных поверхностных волн (ФПВ), является предметом устойчивого интереса исследователей [1–3]. Как ожидается, успехи в этом направлении могут способствовать дальнейшему прогрессу в области оптической обработки информации и нелинейной оптики. Тем не менее основная часть публикуемых работ пока носит либо расчётно-теоретический характер, либо, если в них и представлены экспериментальные данные, их детальное сопоставление с результатами расчётов отсутствует. Возможно, это связано с не всегда удовлетворительным совпадением эксперимента и теории, что является вполне закономерным, т. к. данный раздел оптики пока находится в стадии активного становления и проводимые исследования сопровождаются активными дискуссиями. Единые экспериментальные методики, технологии, теоретические модели здесь нельзя считать отработанными в той же степени, в какой это имеет место в родственном разделе оптики, а именно в классической интегральной оптике [4]. Это обстоятельство, по нашему мнению, делает на данном этапе важным подробный анализ публикуемых экспериментальных результатов и сопоставление их с используемыми теоретическими моделями, что способствует дальнейшему совершенствованию экспериментальных методов, развитию теоретических моделей и установлению границ их применения.

В этой связи наше внимание привлекла работа [5], в которой опубликован ряд новых экспериментальных

данных о свойствах ФПВ, возбуждаемых на поверхности перспективного фоторефрактивного кристалла SBN-61. В частности, особый интерес представляют данные по зарегистрированному существенному воздействию дополнительной внешней фоновой оптической засветки и внешнего электрического поля на профиль распределения интенсивности ФПВ. Такого рода воздействие могло бы способствовать созданию принципиально новой элементной базы оптоинформатики, включая оптические переключатели и модуляторы типа «свет–свет». В упомянутой работе привлёкли наше внимание результаты описаны достаточно подробно и проиллюстрированы значительным объёмом экспериментальных фотографий, что позволяет осуществить их сравнение с результатами численного моделирования. В самой статье [5] анализ и интерпретация полученных экспериментальных данных и сопоставление их с расчётными результатами проведены не были. Необходимость восполнить этот пробел и определила тему настоящей работы.

Отметим также, что в теоретическом разделе статьи [5] описание проводится на основе теории Н.В.Кухтарева [6], которая, как было недавно показано, в том числе и нами [7], в целом позволяет хорошо описывать процесс возбуждения ФПВ в структурах типа SBN–металл. Однако вопрос о применимости данной теории к случаю воздействия внешнего потенциала, приложенного к электродам, остаётся открытым. С одной стороны, есть чисто теоретические расчётные работы [8, 9], с другой – экспериментальные результаты [5, 10, 11], однако их детальное сопоставление отсутствует. То же можно сказать и про воздействие дополнительного светового поля на поле ФПВ.

Целью настоящей работы является расчёт влияния фоновой оптической засветки и внешнего электрического поля на распределение интенсивности оптического поля ФПВ и сопоставление полученных результатов с опубликованными экспериментальными данными.

**И.М.Ахмеджанов.** Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38;  
e-mail: eldar@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 15 июня 2013 г., после доработки – 30 сентября 2013 г.

## 2. Теоретическая модель

В настоящей работе мы рассматриваем оптическую схему возбуждения и наблюдения ФПВ в системе металл–фоторефрактивный кристалл, реализованную в целом ряде работ [5, 11, 12] и описываемую теоретической моделью, основанной на соотношениях, впервые полученных Кухтаревым с соавторами [6]. В эксперименте монокристалл ниобата бария – стронция SBN-61 занимает область  $L > x > 0$ ; оптическая ось направлена параллельно оси  $X$ ; на грани кристалла  $x = 0$ ,  $L$  нанесены металлические электроды, к которым может быть приложена разность потенциалов  $V$ . Распространение ФПВ с необыкновенной поляризацией происходит вдоль оси  $Z$  в приповерхностной ( $x \simeq 0$ ) области ФРК с характерной шириной  $\sim 100$  мкм.

Формирование ФПВ происходит в результате интерференции оптической волны, падающей на границу раздела ( $x = 0$ ) со стороны кристалла под углом  $\theta$ , и оптической волны, отраженной от поверхности раздела. Вследствие нелинейного фоторефрактивного эффекта формируется объёмная фазовая дифракционная решётка, препятствующая проникновению интерференционного оптического поля в глубь кристалла [9]. При этом ключевую роль играет диффузионная составляющая фоторефрактивной нелинейности. Дрейфовая составляющая, возникающая при наличии ненулевого внешнего электрического поля, также может оказывать влияние на характеристики ФПВ, однако до настоящего времени её влияние считалось не столь существенным [8, 9]. Именно поэтому наше внимание привлекла работа [5], в которой представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие существенное изменение профиля интенсивности ФПВ при наложении внешнего электрического поля  $\sim 1000$  В/см, выражающееся, в частности, в изменении ширины распределения оптической интенсивности. Кроме этого в эксперименте было зафиксировано существенное изменение профиля ФПВ при дополнительной фоновой засветке с интенсивностью порядка интенсивности ФПВ.

Перейдем к численному моделированию этого эксперимента. Поскольку толщина кристалла  $L$  составляет примерно 5 мм, а характерная ширина распределения ФПВ по оси  $X$  равна 10 – 100 мкм, то учет конечной толщины кристалла важен только при оценке напряженности внешнего электрического поля  $E_0 \sim V/L$ . При расчётах распределений поля ФПВ протяженность кристалла вдоль оси  $X$  полагается бесконечной.

Решение для поля ФПВ ищется в виде стационарных мод. Для  $Y$ -компоненты напряженности магнитного поля поверхностной волны с ТМ поляризацией поле моды  $H(x, z) = H_y(x) \exp(i\beta z)$ , где  $\beta$  – константа распространения. Основное нелинейное дифференциальное уравнение для амплитуды напряженности магнитного поля  $H_y(x)$  ФПВ при этом записывается в виде [8, 9]

$$\frac{d^2 H_y(x)}{dx^2} + \gamma \frac{I(x)}{I(x) + I_d} \frac{dH_y(x)}{dx} - a \frac{I_\infty + I_d}{I(x) + I_d} H_y(x) + c H_y(x) = 0, \quad (1)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  – волновое число в вакууме;  $\gamma = 2k_0 n_c^4 r_{33} k_B T/q$  – коэффициент затухания;  $a = k_0^2 n_c^4 r_{33} E_0$ ;  $\beta = k_0 \cos\theta$ ;  $c = k_0^2 n_c^2 - \beta^2$ ;  $I(x)$  и  $I_\infty$  – интенсивность поля моды в точке  $x$

и на бесконечности;  $I_d$  – эквивалентная оптическая темновая интенсивность;  $r_{33}$  – компонента электрооптического тензора;  $n_c$  – необыкновенный показатель преломления;  $q$  – элементарный заряд;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

В данном уравнении второй член соответствует диффузионной нелинейности, а третий – дрейфовой.

Кроме этого полагаем, что  $H_y(x)|_{x=\infty} = 0$  (это условие устойчивого распространения ФПВ [8, 9, 13]) и  $I(x)|_{x=\infty} = I_\infty = 0$ .

Расчёты распределений полей ФПВ удобно вести для безразмерных амплитуд и интенсивности. При этом амплитуды полей мод нормируются на амплитуду напряженности магнитного поля  $H_d$ , соответствующую эквивалентной оптической темновой интенсивности и связанную с ней согласно теореме Пойнтинга соотношением [14]  $I_d = (H_d^2/2n_c)Z_0$ , где  $Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$  – импеданс вакуума.

Учтем также, что  $I(x) = (H_y^2(x)/2n_c)Z_0$  и безразмерная нормированная магнитная составляющая поля ФПВ  $A(x) = H_y(x)/H_d$ ; тогда уравнение (1) примет вид

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + \gamma \frac{A^2(x)}{A^2(x) + 1} \frac{dA(x)}{dx} - a \frac{A(x)}{A^2(x) + 1} + cA(x) = 0 \quad (2)$$

или, при наличии фоновой засветки с интенсивностью  $I_b$  и соответствующей амплитудой  $H_b$  [8, 9],

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + \gamma \frac{A^2(x)}{A^2(x) + A_b^2(x) + 1} \frac{dA(x)}{dx} - a \frac{1 + A_b^2}{A^2(x) + A_b^2 + 1} A(x) + cA(x) = 0, \quad (3)$$

где  $I_b = (H_b^2/2n_c)Z_0$  и  $A_b(x) = H_b/H_d$ .

В отсутствие внешнего поля и фоновой засветки имеем

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + \gamma \frac{A^2(x)}{A^2(x) + 1} \frac{dA(x)}{dx} + cA(x) = 0. \quad (4)$$

Уравнениям (3), (4) могут соответствовать решения в виде различных типов мод [7], однако в анализируемом нами эксперименте, как и в ряде других работ [3, 10], возбуждаются ФПВ вида

$$A(x) = A_0 \exp(-\delta x) \cos(k_x x + \varphi), \quad (5)$$

где эффективный коэффициент затухания  $\delta \sim \gamma A^2(x) \times [A^2(x) + 1]^{-1}$  определяет характерную ширину распределения моды  $\Delta x \sim 1/\delta$ , или, другими словами, глубину её проникновения в объём кристалла по оси  $X$ . С точки зрения практических применений в первую очередь представляют интерес моды с минимальной величиной  $\Delta x$  и соответственно с максимальной величиной  $\delta \sim \gamma$ . Формально (даже при условии  $\delta \ll \gamma$ ) распределение, описываемое формулой (5), можно назвать ФПВ, но в этом случае оно практически не отличается от обычной интерференционной картины, создаваемой падающим под углом  $\theta$  и отражённым лазерным лучом. Как видно из выражения для эффективного коэффициента затухания  $\delta$ , существует пороговая интенсивность поля моды  $A_0^2 \sim A_0 \sim 1$ , выше которой  $\delta \sim \gamma$ , а ниже  $\delta \sim \gamma A_0^2 < \gamma$ . Это позволяет оценить мощность лазерного излучения  $P_{th}$ , необходимую для возбуждения ФПВ с минимальной шириной распределения в условиях рассматриваемого эксперимента. Счи-

тая, что характерная ширина распределения интенсивности  $\delta_y$  по оси  $Y$  и ширина распределения  $\delta_x$  по оси  $X$  равны  $\sim 100$  мкм, получаем  $P_{th} \sim I_d \delta_x \delta_y \sim 10^2$  (Вт/м<sup>2</sup>)  $\times 10^{-8}$  (м<sup>2</sup>)  $\sim 1$  мкВт.

В рассматриваемом нами эксперименте мощность ФПВ составляла  $\sim 1$  мВт, т.е. существенно превышала  $P_{th}$ . В отсутствие внешнего поля и внешней засветки, при таком уровне мощности моды, уравнение (4) с хорошей точностью можно заменить линейным, имеющим аналитическое решение [7]. Тем не менее мы не можем ограничиться линейным приближением уравнения для ФПВ, т.к. нашей основной задачей является именно рассмотрение влияния внешнего поля и фоновой засветки, что требует решения нелинейного уравнения (3). При этом условии на границе раздела  $x = 0$  задаём для случая идеально-го металла с бесконечной проводимостью:

$$A(x)|_{x=0} = 0, \quad A'(x)|_{x=0} = \frac{dA(x)}{dx}|_{x=0} = B, \quad (6)$$

где  $B$  – константа, условия выбора которой мы обсудим ниже.

### 3. Результаты расчётов и их обсуждение

Рассматриваемое нами основное уравнение (3) не имеет аналитического решения, но при заданных граничных условиях его можно проинтегрировать численно. Поскольку мы выбираем граничные условия для случая границы кристалл – идеальный проводник, необходимо задать численное значение производной  $A'(x)|_{x=0} = B$ . Оценить его можно из следующих соображений. В рассматриваемом нами эксперименте мощность возбуждаемой ФПВ составляла  $\sim 1$  мВт, что соответствует интенсивности  $I \sim 10^5$  Вт/м<sup>2</sup> (при  $\delta_x = \delta_y = 100$  мкм). Считая, что эквивалентная оптическая темновая интенсивность  $I_d \sim 10$  Вт/м<sup>2</sup> [15], имеем  $A'(x)|_{x=0} \sim \sqrt{II_d}/\delta x \sim 10^7$ . Здесь  $\delta x$  – характерная ширина первого максимума в профиле распределения поля ФПВ, которую можно оценить равной  $\sim 10$  мкм [7]. Таким образом, имеем  $B \sim 10^7$ .

Именно при таком значении  $B$  мы будем численно решать нелинейное уравнение с помощью метода Рунге–Кутты 4-го порядка. Чтобы убедиться в корректности замены реальных граничных условий на идеальные, сравним аналитическое решение для реального металла с численным решением для идеального в той области, где нелинейное уравнение (3) переходит в линейное, имеющее точное аналитическое решение [3, 7]. Для этого зададим значение  $B = 10^9$  при численном решении и комплексный показатель преломления реального металла  $n_1 = 0.04 - 2.56i$  для подстановки в точное аналитическое решение [7]. Отметим, что пороговой мощности ФПВ-моды  $P_{th}$ , когда  $A_0^2 \sim A_0 \sim 1$ , соответствует  $B \sim 10^5$ . При расчётах исходим из следующих значений основных физических параметров рассматриваемой системы [2,5]:  $r_{33} = 420$  пм/В,  $n_e = 2.27$ ,  $\lambda_0 = 0.53$  мкм,  $\theta = 0.01$  рад,  $T = 3000$  К.

Графики решений  $A(x)$ , соответствующие численному и аналитическому решениям, приведены на рис.1. Как хорошо видно, решения практически совпадают везде, за исключением узкой приграничной области  $|x| \ll 1$  мкм с пренебрежимо малой амплитудой поля (см. вставки на рис.1,а и б). Это позволяет сделать вывод об оправданности используемого приближения, т.е. замены реального металла идеальным. Необходимо также отметить, что, строго говоря, приграничная область  $|x| < 1$  мкм требует

отдельного рассмотрения ввиду необходимости учета влияния на оптическое поле ФПВ сложных контактных явлений на границе металл – ФРК [1]. Согласно работе [1], одной из первых опубликованных на эту тему, контактные явления индуцируют электрическое поле на границе раздела. Напряженность поля здесь максимальна и экспоненциально спадает на характерном расстоянии порядка дебаевской длины  $l_D \sim 1$  мкм. Это может влиять на распределение оптического поля ФПВ вблизи границы раздела. Однако по оценкам, сделанным нами на основе работы [1], вкладом этих эффектов, по сравнению со вкладом рассматриваемых в настоящей статье эффектов, вызываемых внешними полями, можно пренебречь. Кроме этого ранее нами было показано [7], что использование граничных условий, не учитывающих контактные явления на границе металл–SBN, позволяет получить профили распределения оптических полей, хорошо согласующиеся с экспериментальными.

Перейдём теперь к рассмотрению результатов моделирования влияния дополнительной фоновой засветки и внешнего поля на оптическое поле ФПВ. В первом случае в качестве основного параметра задачи удобно взять нормированную интенсивность фоновой засветки  $I_{b0}$ , определяемую как отношение интенсивности фоновой засветки к интенсивности поля ФПВ:  $I_{b0} = I_b/I_0 = A_b^2/A_0^2$ .

Анализ результатов численного моделирования позволяет сделать вывод, что фоновая оптическая засветка существенно влияет на распределение интенсивности по-

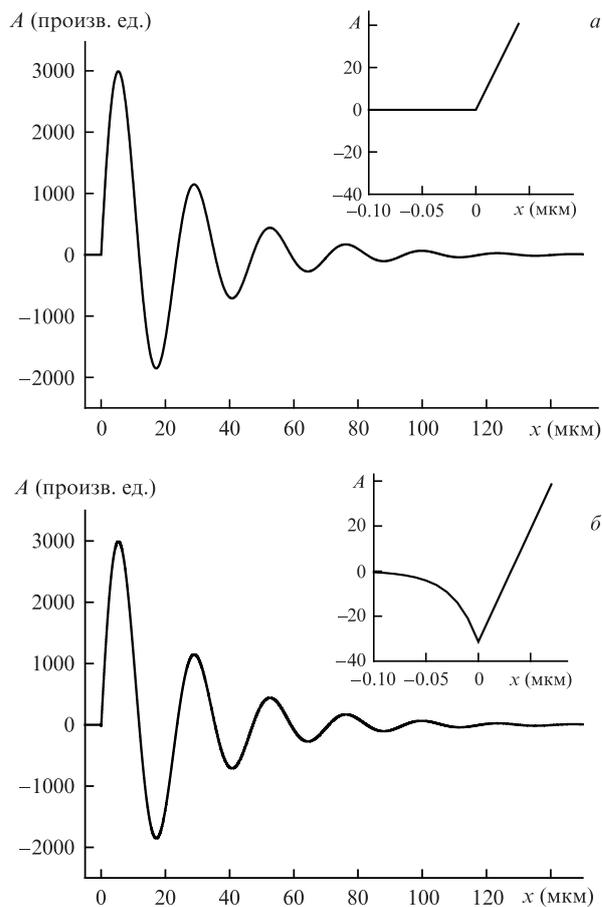


Рис.1. Нормированное распределение поля  $A(x)$  ФПВ при  $B = 10^9$ , полученное численно для случая идеального металла (а) и аналитически для случая реального металла (б). На обеих вставках – зависимость  $A(x)$  в узкой приграничной области.

ля ФПВ. Если эффективную ширину распределения  $\Delta x_{\text{eff}}$  определить по уровню  $-3$  дБ от уровня максимальной интенсивности, то при  $I_{b0} = 0.1$  она увеличится примерно в два раза, а при  $I_{b0} = 1$  – в четыре. На рис.2 представлены распределения интенсивности оптического поля ФПВ при  $I_{b0} = 0$  и  $I_{b0} = 1$ . Полученный нами результат находится в хорошем соответствии с результатами работы [5], где было зафиксировано удвоение числа экстремумов поля при внешнем освещении, что соответствует примерно двукратному увеличению эффективной ширины распределения ФПВ. Качественно данный эффект можно объяснить тем, что при увеличении уровня интенсивности внешней засветки происходит уменьшение эффективного коэффициента затухания  $\delta \sim \gamma A^2(x) / [A^2(x) + A_b^2]$  и соответствующее увеличение  $\Delta x_{\text{eff}}$  распределения интенсивности моды. При  $I_{b0} = 1$  коэффициент затухания уменьшается в два раза по сравнению со случаем  $I_{b0} = 0$ , что соответствует примерно четырёхкратному увеличению эффективной ширины интенсивности мод. Таким образом, влияние внешней засветки на распределение интенсивности поля ФПВ, экспериментально зарегистрированное в работе [5], находится в хорошем соответствии с численными расчётами по теории Кухтарева.

Рассмотрим далее результаты численного моделирования влияния внешнего электрического поля на распределение интенсивности поля ФПВ. Моделирование проводилось при отсутствии фоновой засветки и трех значениях напряженности внешнего электрического поля:  $E =$

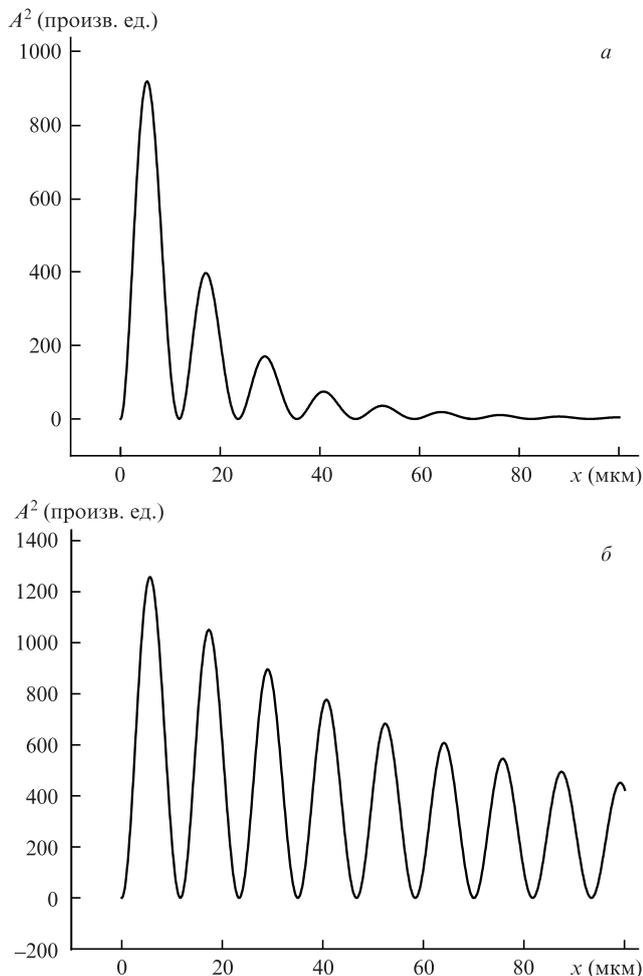


Рис.2. Влияние интенсивности фоновой засветки  $I_{b0}$  на распределение интенсивности в ФПВ при  $I_{b0} = 0$  (а) и 1 (б);  $B = 10^7$ .

$-10^5, 5 \times 10^4$  и  $10^5$  В/м. Причем  $E = 5 \times 10^4$  В/м соответствует пороговому значению [8, 9]

$$E_{\text{th}} = (k_0^2 n_c^2 - \beta^2) / (k_0^2 n_c^4 r_{33}), \quad (7)$$

выше которого ФПВ становится неустойчивой. Это проявляется при численных расчетах в виде ненулевой составляющей поля моды на бесконечности, т.е.  $I(x)|_{x \rightarrow \infty} = I_\infty \neq 0$ , что очевидно противоречит изначально заданному условию, при котором искалось решение уравнения (1). В эксперименте, в свою очередь, это может проявляться в виде модуляционной неустойчивости [13].

Результаты моделирования в этом случае существенно расходятся с результатами рассматриваемого эксперимента. Различия в расчетных распределениях интенсивности оптического поля ФПВ начинают проявляться только в области  $x > 20$  мкм, где в отсутствие внешнего поля и фоновой засветки оптическая интенсивность спадает более чем на порядок по сравнению с её максимальным значением (рис.2,а). И хотя в этой области изменение периода и амплитуды осцилляций интенсивности при изменении  $E$  от  $-10^5$  до  $10^5$  В/м достигает десятков процентов, в целом на фоне всего распределения, т.е. в области  $x > 0$ , эффект проявляется слабо. Это находится в явном противоречии с результатами эксперимента [5], в котором, как это можно проследить по представленным в работе [5] фотографиям, было зафиксировано по меньшей мере двукратное изменение эффективной ширины распределения интенсивности поля при таких же вариациях внешнего электрического поля.

Причины подобного расхождения могут объясняться как несовершенством теории, так и погрешностями эксперимента. При этом следует отметить, что используемая теория в целом до настоящего времени признавалась адекватной, в том числе и авторами [5]. Мы проверили корректность нашего численного моделирования путём сопоставления его результатов с данными других авторов [8, 9] при других параметрах моделирования и получили хорошее их совпадение. Тем не менее мы не исключаем необходимость дальнейшего уточнения теории, в частности путем учета неравномерного распределения приложенного внешнего поля в объеме кристалла и контактных явлений на границе металл–ФРК. Также, на наш взгляд, целесообразной и полезной для дальнейшего развития данной области оптики была бы тщательная проверка результатов рассматриваемого эксперимента.

Что касается возможности увеличения влияния внешнего поля на распределение поля ФПВ, то, как следует из уравнения (3), влияние дрейфового члена  $a(1 + A_b^2) \times [A^2(x) + A_b^2 + 1]^{-1} A(x)$  уменьшается как при стремлении амплитуды поля  $A_0$  моды к нулю, так и при  $A_0 > 1$ . Поэтому максимального влияния внешнего электрического поля на распределение поля моды следует ожидать при амплитуде  $A_0 \sim 1$ , т.е. вблизи пороговой интенсивности оптической мощности.

Для проверки этого предположения мы провели дополнительное численное моделирование влияния воздействия внешнего поля при  $B \sim 10^5$ , что соответствует амплитуде поля моды  $A_0 \sim 1$  в отсутствие внешнего поля. В этом случае оказалось, что внешнее поле существенно влияет на распределение интенсивности поля ФПВ. При  $E = -10^5$  В/м (рис.3,а) эффективная ширина распределения интенсивности поля ФПВ уменьшается примерно в четыре раза по сравнению с её значением при  $E = 5 \times 10^4$

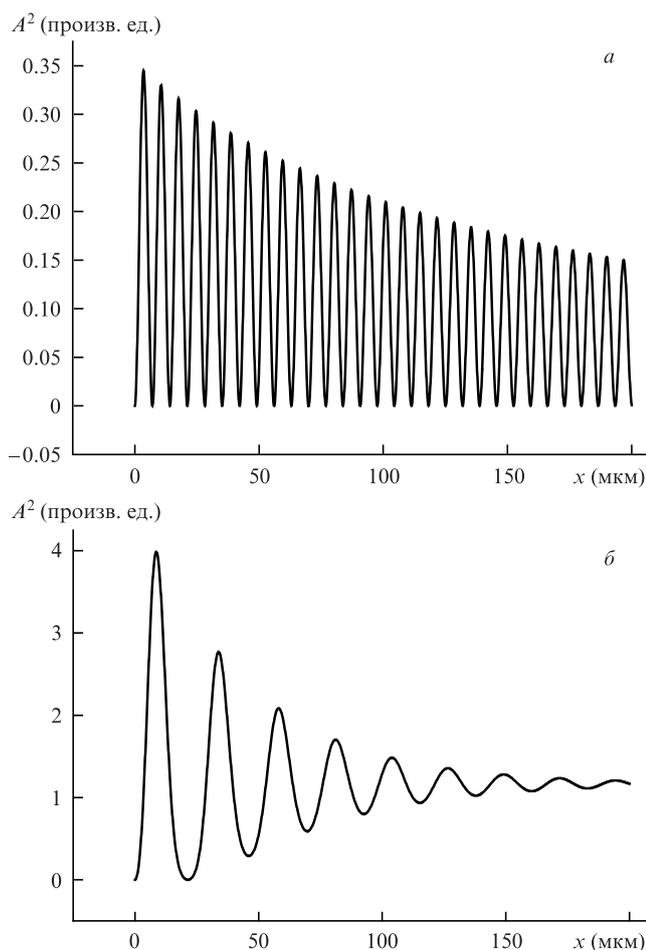


Рис.3. Влияние внешнего поля на распределение профиля интенсивности ФПВ при  $E = -10^5$  (а) и  $10^5$  В/м (б);  $B = 10^5$ .

В/м, а при  $E = 10^5$  В/м (рис.3,б) ФПВ становится неустойчивой, что проявляется в ненулевом уровне интенсивности на бесконечности. Однако, как показано выше, амплитуда поля ФПВ  $A_0 \sim 1$  соответствует его оптической мощности  $\sim 1$  мкВт, что на несколько порядков меньше оптической мощности ФПВ в эксперименте [5].

#### 4. Заключение

Таким образом, в работе проведено численное моделирование влияния фоновой оптической засветки и внешнего электрического поля на распределение интенсивности оптического поля ФПВ, возбуждаемой в кристалле

SBN. Моделирование проведено путём численного решения нелинейного дифференциального уравнения, основанного на теории Кухтарева, при параметрах, соответствующих недавно опубликованным экспериментальным данным [5]. Установлено, что влияние внешней засветки, зарегистрированное в эксперименте, находится в хорошем соответствии с результатами численного моделирования. В то же время значительное влияние внешнего поля на распределение интенсивности поля поверхностной волны, обнаруженное в эксперименте, не соответствует результатам численного моделирования. Результаты анализа нелинейного уравнения и численного моделирования показывают, что влияние внешнего поля может быть увеличено при уменьшении мощности фото-рефрактивной поверхностной волны до уровня, близкого к пороговому. Полученные результаты свидетельствуют о целесообразности дальнейшего изучения данного вопроса и проведения дополнительных экспериментальных исследований.

Автор выражает благодарность Д.Х.Нурлигарееву и Б.А.Усиевичу за постоянные обсуждения данной перспективной тематики.

1. Нурлигареев Д.Х., Усиевич Б.А., Сычугов В.А., Ивлева Л.И. *Квантовая электроника*, **43** (1), 14 (2013).
2. Chen W.Q., Yang X., Zhong S.Y., Zhang T.H., Tian J.G. Xu J.J. *Opt. Lett.*, **36** (19), 3801 (2011).
3. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А., Ивлева Л.И., Лыков П.А., Богодаев Н.В. *Квантовая электроника*, **40** (5), 437 (2010).
4. Хансперджер Р. *Интегральная оптика* (М.: Мир, 1985).
5. Chetkin S. A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8434**, 84341A-1 (2012).
6. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. *Ferroelectrics*, **22**, 949 (1979).
7. Ахмеджанов И.М. *Квантовая электроника*, **42** (10), 934 (2012).
8. Zhang T.H., Wang B.H., Ren X.K., et al. *Opt. Commun.*, **265** (2), 649 (2006).
9. Zhang T.H., Ren X.K., Wang B.H., et al. *Phys. Rev. A*, **76**, 013827 (2007).
10. Zhang T.H., Yang J., Kang H.Z., et al. *J. Modern Opt.*, **54**, (8), 1165 (2007).
11. Kang H.Z., Zhang T.H., Ma H.H., Lou C.B., Liu S.M., Tian J.G., Xu J.J. *Opt. Lett.*, **35** (10), 1605 (2010).
12. Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А., Ивлева Л.И., Лыков П.А., Богодаев Н.В. *Квантовая электроника*, **41** (3), 262 (2011).
13. Aleshkevich V., Kartashov Ya., Egorov A. *Phys. Rev. E*, **64**, 056610 (2001).
14. Christodoulides D.N. Carvalho M.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12** (9), 1628 (1995).
15. Shao W., Li L., Liu W., Zhang T., Ma H., Xu J., Tian J. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 211105 (2009).