PACS 42.70.Ce; 42.55.Lt; 77.70. + a; 85.50.–n

Новые функциональные возможности кварца для лазерных применений

В.Ф.Косоротов, Л.В.Щедрина

Разработаны новые пироэлектрические сенсорные устройства для измерения параметров лазерного излучения на базе индуцированных кварцевых пироактивных сред. Предложена концепция создания пироэлектрических сенсоров, основой которой является связь конфигурации электрического поля в объеме термодинамически неравновесного кристалла со специально разработанной системой электродов для регистрации световых потоков. Описаны различные классы пироэлектрических сенсоров на основе рассматриваемых поляризационных явлений.

***Ключевые слова**: индуцированная пироактивность, третичный пироэлектрический эффект, пространственно неоднородный нагрев, пироэлектрические сенсоры, кварц.*

1. Введение

Пироэлектрические сенсоры (ПС) широко используются для измерения временных и энергетических характеристик лазерного излучения. Благодаря высокой чувствительности при комнатной температуре, неселективности характеристик в широком спектральном интервале и высокому быстродействию они заняли лидирующие позиции в измерительной технике. Однако традиционные ПС, работающие на основе первичного и вторичного пироэлектрических эффектов, оказываются недостаточно эффективными при измерении интенсивных потоков из-за сильного поглощения излучения чувствительным элементом, приводящего к нелинейным искажениям выходного сигнала. Поглощение излучения пироэлектриками обусловлено наличием у них спонтанного электрического момента и не может быть уменьшено до требуемых значений. В связи с этим использование пироактивных сред, достаточно слабо поглощающих на длине волны регистрируемого излучения, значительно повысило бы пределы измеряемых энергетических характеристик излучения (верхнюю границу динамического диапазона).

Для метрологии интенсивного лазерного излучения нами предложено использовать неполярные пьезоэлектрические кристаллы (т. е. кристаллы, не имеющие особенного полярного направления), которые обладают значительно более высокой прозрачностью в различных спектральных диапазонах. Пироактивные свойства этих сред индуцируются в процессе облучения и связаны с их пространственно неоднородным нагревом. В таких условиях в кристалле возникают термоупругие напряжения, которые за счет пьезоэлектрического эффекта создают в нем поляризацию, а с нею и электрическое напряжение, пропорциональное энергии или мощности регистрируемого излучения. Этот отклик поляризации на неоднородный нагрев известен как третичный пироэлектрический эффект (ТПЭ) [1], имеющий место во всех классах пьезоэлектрических кристаллов. Данный эффект возможен и при однородном нагреве кристалла, но при наличии пространственно неоднородных граничных условий [2, 3]. Индуцируемые при этом деформации и напряжения возникают в условиях плосконапряженного состояния кристалла. В таких условиях внешнее воздействие характеризуется определенной группой симметрии, и в соответствии с принципом Кюри кристаллическая решетка изменяет свою симметрию, приобретая полярные свойства.

Преимущества использования неполярных пьезоэлектриков не исчерпываются возможностью резкого повышения верхней границы динамического диапазона сенсора. Анализ индуцированных полярных состояний в кристалле, находящемся в поле пространственно неоднородного воздействия, выявил возможности конструирования на основе ТПЭ многофункциональных приемных устройств. Одним из таких устройств является ватт-джоульметр, позволяющий при использовании одного чувствительного элемента осуществить одновременное измерение мощности и энергии импульса излучения.

Третичный пироэффект развивается в неоднородных температурных полях, и поэтому полярное состояние в кристалле имеет сложное пространственное распределение. Характер распределения зависит не только от способа нагрева кристалла, но и от выбора его кристаллографического среза. Это требует разработки принципиально новых схем расположения сигнальных электродов на чувствительных элементах устройств, действующих на основе ТПЭ и учитывающих все особенности полярного состояния, расчет которого становится обязательной задачей.

В настоящей работе изучаются новые функциональные возможности кварца как индуцированного пироактивного материала с точки зрения метрологии лазерного излучения. Имеющий высокую радиационную стойкость и прозрачность в видимой и ближней ИК областях спек-

В.Ф.Косоротов, Л.В.Щедрина. Институт физики НАНУ, Украина, 03028 Киев, просп. Науки, 46; e-mail: kosorot@iop.kiev.ua

Поступила в редакцию 21 июля 2009 г., после доработки – 8 октября 2009 г.

тра, температурно стабильные параметры, определяющие чувствительность по ТПЭ, кварц оказывается перспективным материалом для ПС.

2. Перспективы использования ТПЭ для измерений

Неоднородный нагрев кристалла сопровождается множеством различных эффектов, вызванных поляризацией кристаллической решетки. Их анализ и описание приведены в работе [2]. ТПЭ упоминается в ней лишь вскользь, однако именно данный эффект, на наш взгляд, представляет наибольший интерес с точки зрения его практического использования. Основными соображениями в пользу этого являются:

– возможность достижения предельно высокой верхней границы динамического диапазона устройства;

– возможность приборной реализации эффекта с достаточно равномерной частотной характеристикой в широком интервале частот;

– создание устройств с расширенными функциональными возможностями;

– достаточно высокая чувствительность к тепловому воздействию.

Возможность использования ТПЭ для измерений далеко не очевидна. Впервые пироэлектрический эффект в кристалле, не относящемся к полярному классу, зарегистрирован в работе [4], где был исследован ТПЭ в кварце. Однако никаких рекомендаций относительно практического применения этого эффекта дано не было. Более того, на первый взгляд кажется, что его использование для измерений невозможно. Действительно, ТПЭ проявляется в условиях пространственно неоднородного температурного градиента, и связанное с ним полярное состояние характеризуется сильной пространственной неоднородностью. Локальное значение третичной компоненты поляризации $P_i^{\mathrm{ter}}(\boldsymbol{r}, t)$ выражается через тензор термоупругих напряжений $\sigma_{jk}(\boldsymbol{r}, t)$:

$$P_i^{\mathrm{ter}}(\boldsymbol{r}, t) = d_{ijk}\sigma_{jk}(\boldsymbol{r}, t), \tag{1}$$

где d_{ijk} – компоненты тензоров пьезоэлектрических модулей. Таким образом, среднее по объему кристалла значение поляризации при наличии фронтальных электродов пропорционально среднему значению тензора $\langle\sigma_{jk}(\boldsymbol{r}, t)\rangle$, которое согласно [5] определяется действующими на тело поверхностными силами, так что для механически свободного кристалла $\langle\boldsymbol{P}^{\mathrm{ter}}(\boldsymbol{r}, t)\rangle = 0$. Выходной сигнал с традиционных ПС пропорционален среднему значению поляризации в образце или производной по времени от этого значения [6]. В связи с этим при использовании ТПЭ для измерений необходимо разрабатывать принципиально новую схему регистрации выходного сигнала с чувствительного элемента. Именно эти проблемы, на наш взгляд, и были причиной, по которой ТПЭ так долго оставался невостребованным.

3. Индуцированная пироактивность в кристалле при наличии градиента температуры

Расчет полярного состояния в кристалле, индуцированного пространственно неоднородным воздействием, с учетом всех видов анизотропии (электрической, тепловой, оптической и упругой) связан со значительными математическими трудностями. Конструирование конкретных устройств требует учета основных особенностей распределения поляризации в кристалле. Использование симметрийных методов для получения необходимой информации является очень эффективным и может значительно облегчить решение краевых задач. Основные трудности состоят в обосновании применимости самого принципа Кюри в термодинамически неравновесных условиях для получения точечных групп, описывающих симметрию внешнего воздействия, индуцирующего полярное состояние в кристалле. Нами предложены приближенные методы симметрийного анализа, пригодные для специального вида температурных полей, для которых могут быть преодолены указанные трудности. Основой данного подхода является возможность выделения в объеме неоднородно нагретого кристалла униполярных областей, в каждой из которых группа симметрии тензора термоупругости остается постоянной. Такие особенности поведения кристаллической решетки не связаны с ее симметрией, а непосредственно следуют из решения уравнений движения, полученных исходя из вариационных принципов. При разбиении кристалла на ряд униполярных областей реализуются состояния, обеспечивающие минимум упругой энергии. Это происходит в одномерных температурных полях или в близких к ним полях, имеющих место в реальных условиях измерения параметров лазерного излучения.

3.1. Поверхностный нагрев

Рассмотрим пьезоэлектрическую механически свободную пластинку, одна из ее поверхностей которой подвергается равномерному импульсному облучению. При условии поверхностного поглощения излучения температура в пластинке изменяется только в перпендикулярном этой поверхности направлении. Пластинка изменяет свою форму, ее облучаемая поверхность описывается уравнением второго порядка, а объем разбивается на три параллельных слоя, в каждом из которых тензор $\sigma_\lambda(\boldsymbol{r}, t)$ сохраняет знак, а в соседних слоях его знаки противоположны. Таким образом, в процессе облучения каждый из слоев становится униполярным, а поляризация в них определяется выражением (1). При этом механическое состояние каждого из слоев является плоснапряженным. Симметрийный анализ этого состояния дает группу симметрии внешнего воздействия $G_{\mathrm{inf}} = \infty/mmm$ (ось вращения бесконечного порядка перпендикулярна плоскости среза, m – плоскость симметрии предельной группы, совпадающая с плоскостями пластинки и слоя).

Применяя принцип Кюри для каждого из слоев, запишем соотношение для группы симметрии кристалла, находящегося в поле внешнего воздействия:

$$G \supseteq G_{\mathrm{cr}} \cap \infty/mmm, \quad C_\infty \| \boldsymbol{n}, \tag{2}$$

где G и G_{cr} – группы симметрии возмущенного и невозмущенного кристаллов соответственно; C_∞ – ось бесконечного порядка; $\boldsymbol{n}$ – нормаль к пластинке. Используя выражение (2), проведем анализ полярного состояния в кварцевой пластинке.

Из соотношения (2) следует, что в срезе, перпендикулярном оси *2*, оси симметрии второго порядка (X_1-срез), должен проявляться ТПЭ, т.к. в этом случае $G = 2$ и

имеет место продольный ТПЭ ($\boldsymbol{P}_{\parallel}^{\text{ter}} \| \boldsymbol{n}$). К сожалению, использовать этот срез в практических целях не представляется возможным, поскольку наличие фронтальных электродов, как было показано в разд.2, приводит к усреднению полярного состояния в пластинке; выходной сигнал при этом равен нулю. Однако условия, обеспечивающие частичное зажатие этого среза, делают его пригодным для измерений [7, 8].

Практический интерес могут представлять полярные состояния, при которых вектор поляризации $\boldsymbol{P}^{\text{ter}}$ лежит в плоскости среза (поперечный ТПЭ, $\boldsymbol{P}_{\perp}^{\text{ter}} \perp \boldsymbol{n}$). При этом, как будет показано ниже, возможно создание системы электродов, с помощью которых снимается сигнал с униполярных областей кварцевой пластинки. Для этого достаточно, чтобы в плоскости среза находилось кристаллографическое направление $[2\bar{1}\bar{1}0]$, которое в данном случае трансформируется в особенное полярное направление группы G. Таких срезов бесконечное множество. Однако из них необходимо исключить X_3-срез, перпендикулярный направлению [0001], поскольку группа симметрии кристалла G является подгруппой группы G_{inf}. При этом согласно (2) симметрия кристалла не меняется и поляризация отсутствует. Для измерений был выбран X_2-срез, перпендикулярный направлению $[01\bar{1}0]$. В этом случае из соотношения (2) получаем группу симметрии возмущенного кристалла $G = 2$, ось *2* лежит уже в плоскости пластинки и индуцируемая поляризация представляет собой поперечный ТПЭ.

3.2. Осесимметричный нагрев

Рассмотрим другой тип одномерного температурного поля, когда имеет место радиальная симметрия (при этом не учитывается анизотропия коэффициента теплопроводности). Кристалл в форме круглой пластинки или цилиндра подвергается осесимметричному нагреву пучком радиусом r_0 синусоидально модулированного по интенсивности излучения с длиной волны, лежащей в полосе прозрачности кристалла ($\mu l \ll 1$, где μ – коэффициент поглощения в см$^{-1}$, а l – толщина пластинки). Температурное поле, обусловленное переменной составляющей потока излучения, представляет собой две зоны, в которых распределение температуры достаточно однородно (при равномерном распределении плотности потока по сечению пучка). Область кристалла, соответствующая одной из этих зон ($r \leqslant r_0$), прогревается до определенной температуры, а другая область ($r > r_0$) остается холодной в процессе облучения. Их разделяет очень узкий переходный слой толщиной порядка длины температурной волны.

Из-за стационарности температурного поля в указанных областях границу между ними можно приближенно считать неподвижной, а группы симметрии, «действующие» в них, – неизменными. Симметрийный анализ механического состояния пластинки для рассматриваемого температурного поля приведен в [9]. Воспользуемся результатами этого анализа. Состояние кристалла в нагретой области близко к плосконапряженному, и поэтому группа симметрии внешнего воздействия та же, что и в п.3.1. При этом группа ∞/mmm тем точнее описывает состояние в данной области, чем оно ближе к состоянию абсолютного зажатия в плоскости пластинки (т. е. чем меньше r_0).

В холодной области кристалла напряжения формируются в сильно неоднородных условиях, при которых тензор термоупругости меняет знак на границе областей на расстоянии порядка длины температурной волны. В таких условиях симметрию внешнего воздействия можно приближенно описать соотношением

$$G_{\text{inf}} \supseteq \begin{cases} n/m \text{ при } n, m \subset G_{\text{cr}}, \\ I \text{ при } n, m \not\subset G_{\text{cr}}, \end{cases} \tag{3}$$

где I – единичная группа симметрии; n – ось вращения n-го порядка, перпендикулярная плоскости пластинки; m – плоскость симметрии, перпендикулярная этой оси. Присутствие единичного элемента симметрии следует понимать так, что если в группе G_{cr} указанные элементы симметрии отсутствуют, то полярное состояние формируется в условиях диссимметрии. При использовании соотношения (3) следует принимать во внимание следующее: если в невозмущенном кристалле имеются направления, вдоль которых пьезоэлектрический эффект запрещен, то они остаются таковыми и в возмущенном кристалле, а к группе G предъявляются обычные требования инвариантности полярного состояния относительно элементов ее симметрии.

Применим соотношение (3) для анализа полярного состояния в X_3-срезе кварца. В нагретой области пластинки $G = 32$ и поляризация невозможна. В холодной области $G = 3$, но полярное состояние вдоль этого направления запрещено и ТПЭ имеет место в плоскости среза, что формально противоречит полученному результату ($G = 3$). Однако это состояние является инвариантным относительно элементов группы $G = 3$, что соответствует сделанному выше замечанию. Точный расчет и измерения подтверждают этот результат.

В X_1-срезе кварца на основании (3) имеем $G = 2$ и продольный ТПЭ в обеих областях этого среза. Полярное состояние в X_2-срезе в нагретой области характеризуется, как и в предыдущем случае, группой $G = 2$, но поперечным ТПЭ. В холодной области кристалла полярное состояние описывается группой $G = I$ и ТПЭ проявляется в условиях диссимметрии, поэтому отличны от нуля P_1^{ter} и P_3^{ter}, а электрический потенциал на торцевой поверхности пластинки сохраняет симметрию, связанную с осью *2*.

Исследование симметрийных свойств ТПЭ указывает на исключительную роль типа кристаллографического среза и характера неоднородности температурного поля при формировании пространственного распределения поляризации.

4. Реализация кварцевых сенсоров на основе ТПЭ

Для использования при измерениях любого температурозависимого эффекта необходимо определить распределение электрического потенциала на чувствительном элементе. В данном случае (см. (1)) оно связано с распределением термоупругих напряжений в кристалле при его неоднородном нагреве.

4.1. Поверхностный нагрев

Как было показано в п.3.1, в X_2-срезе кварца вектор поляризации лежит в плоскости слоя, совпадая по направлению с кристаллофизической осью X_1, а объем пластинки разбивается на три униполярных слоя. Нейтральная плоскость, которая образуется при изгибе пластинки

в условиях ее неоднородного нагрева, делит ее по толщине в отношении 2 : 1 в направлении от облучаемой поверхности. На этой поверхности термоупругие напряжения, формирующие полярное состояние, равны нулю, а их распределение по кристаллу можно приближенно описать выражением

$$\sigma_\lambda(z) = \tilde{C}_{\lambda\nu}\alpha_\nu\phi(\theta(z)) + \tilde{C}_{\lambda\nu}d_{i\nu}\phi(E_i(z)), \qquad (4)$$

где $\phi(f(z)) = 12z\langle zf(z)\rangle/l^2 + \langle f(z)\rangle - f(z)$; z – координата вдоль оси, перпендикулярной поверхности пластинки, по которой проводится усреднение; α_ν – компоненты тензора теплового расширения; θ – приращение температуры кристалла; $\tilde{C}_{\lambda\nu}$ – константы жесткости, представляющие собой матрицу, обратную укороченной матрице упругих податливостей $\tilde{S}_{\lambda\nu}$ (индексы λ и ν принимают значения, определяемые типом кристаллографического среза); E_i – компоненты электрического поля, индуцированного поляризацией. Отметим, что при решении уравнений термоупругости использовалось приближение Сен-Венана [10], в котором точные граничные условия заменялись приближенными граничными условиями только для средних значений σ_λ на поверхности пластинки.

Выражение (4) определяет только те компоненты тензора σ_λ, которые действуют в плоскости среза, формируя плосконапряженное состояние в слое. Для X_2-среза это σ_1, σ_3, σ_5. Если предположить, что электрическое поле в слоях заэкранировано, то с учетом (1) получим отличную от нуля компоненту поляризации $P_1^{\rm ter}$:

$$P_1^{\rm ter}(y) = \frac{d_{11}(S_{33}\alpha_1 - S_{13}\alpha_3)}{S_{11}S_{33} - S_{13}^2}\,\phi(\theta(y)), \qquad (5)$$

где y – координата вдоль оси X_2. Распределение поляризации (5) позволяет сформировать на кварцевой пластинке многофункциональное устройство. Действительно, если нанести на одну из торцевых граней, представляющую собой X_1-срез, два изолированных друг от друга электрода в виде металлических полосок с отношением ширин 2 : 1, а на противоположную грань – сплошной электрод (рис.1), то с помощью этих электродов можно регистрировать сигналы с униполярных областей кристалла. Если подсоединить два их них к согласующим каскадам соответственно с малым и большим входными сопротивлениями, то получим два независимых канала измерения мощности и энергии радиационного импульса. Описанный сенсор реализован на основе кварца в конфигурации X_2X_1-срезов (X_2-срез – облучаемый, а на X_1-срез нанесены электроды). Типичные амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики каналов измерения представлены на рис.2 и 3. Различие режимов каналов измерения (режимы дифференцирования и интегрирования) подтверждается разностью фаз (см. рис.3), которая составляет $\pi/2$ во всем диапазоне частот.

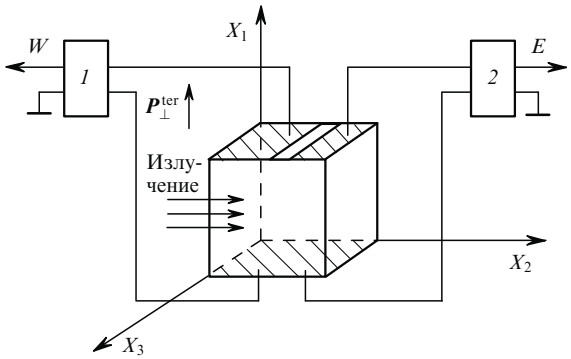

Рис.1. Многофункциональный ПС на основе X_2-среза кварца: *1*, *2* – согласующие усилители каналов измерения мощности W и энергии E.

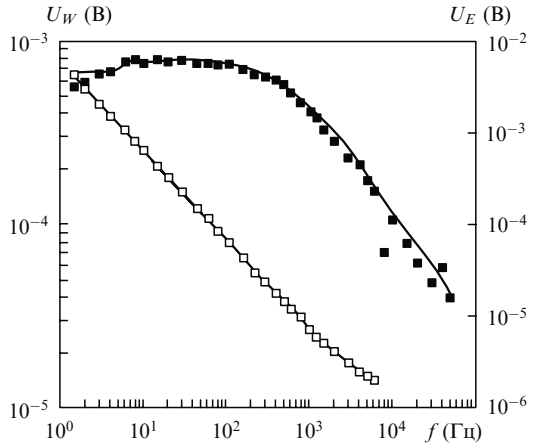

Рис.2. Амплитудно-частотные характеристики каналов измерения мощности (■) и энергии (□) ватт-джоульметра.

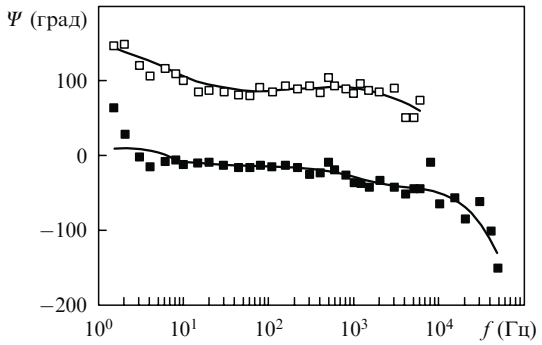

Рис.3. Фазочастотные характеристики каналов измерения мощности (■) и энергии (□) ватт-джоульметра.

Отметим, что соотношение (4) позволяет рассчитать и реализовать сенсор на любом кристалле и в любой конфигурации срезов. Так, ранее нами был разработан ватт-джоульметр на основе неполярного X_1-среза кристалла $LiNbO_3$ (в конфигурации X_1X_2) [11].

4.2. Осесимметричный нагрев

Может быть разработан другой тип устройств, с расширенными функциональными возможностями, предназначенный для измерения потоков лазерных излучений большой интенсивности. При этом кристалл «работает» в условиях максимальной прозрачности на длине волны лазерного излучения и происходит радиально-симметричный его нагрев. Как было показано в п.3.2, в нагретой области X_3-среза кварцевой пластинки полярное состояние характеризуется группой симметрии $G = 3$ и реализуется в плоскости xy (x – координата вдоль оси X_1). На первый взгляд, эта ситуация кажется противоречивой. Однако следует иметь в виду, что в плоскости xy невозмущенного кристалла лежат как полярные, так и неполярные направления, а действующие термоупругие напряжения, вызванные радиальным градиентом температуры, индуцируют в ней поляризацию. В точной постановке задачи [12] помимо компонент тензора в цилиндрической системе координат $\sigma_{rr}(r)$ и $\sigma_{\varphi\varphi}(r)$ используются

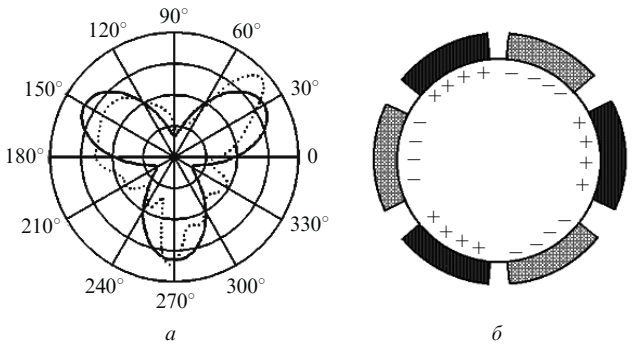

Рис.4. «Проходной» оптический элемент на основе X_3-среза кварца с поперечным ТПЭ: экспериментальная (пунктирная кривая) и теоретическая (сплошная кривая) угловые зависимости электрического потенциала на боковой поверхности пластинки (относительные значения потенциала определяются величиной радиальной координаты) (*а*) и схема расположения электродов сенсора (*б*).

также компоненты $\sigma_{rz}(r,\varphi)$ и $\sigma_{\varphi z}(r,\varphi)$, которые дадут свои вклады. Получающееся точное распределение радиальной компоненты поляризации $P_r^{\rm ter}(r,\varphi)$, как и следовало ожидать, является инвариантным относительно преобразований группы $G = 3$:

$$P_r^{\rm ter}(r,\varphi) = \Phi(r)\sin 3\varphi. \qquad (6)$$

Функцию $\Phi(r)$ нетрудно вычислить. С учетом углового распределения радиальной компоненты поляризации (6), представленного на рис.4,*а* (аналогичное распределение будет иметь и связанный заряд), можно предложить следующую схему регистрации выходного сигнала (рис.4,*б*). Электроды, покрывающие участки боковой поверхности пластинки с зарядом одного знака, соединяются между собой. Такая пара электродов, подсоединенная к согласующему каскаду, обеспечивает регистрацию выходного сигнала, пропорционального мощности падающего излучения. Данное устройство, наряду с сенсорами полного поглощения, можно рассматривать как многофункциональное, если реализовать его на оптическом элементе, используемом в качестве выходного окна лазера. При этом устройство становится окном-приемником.

Описанная схема расположения электродов сенсора была реализована также и на кристалле ZnSe [13]. Это устройство оказалось эффективным при регистрации интенсивных потоков излучения CO_2-лазеров с длинами волн, лежащими в области прозрачности данного кристалла.

Для X_2-среза кварца были найдены условия индуцирования поперечного ТПЭ в зажатом элементе. Соотношение (3) для нагретой области дает группу симметрии возмущенного кристалла $G = 2$ с осью симметрии в плоскости среза. В холодной области поляризация индуцируется в условиях диссимметрии. Этот срез можно использовать, если избавиться от вклада холодной области кристалла в выходной сигнал, повысив одновременно и чувствительность сенсора. С этой целью нагреваемую область пластинки необходимо зажать по торцевой поверхности диэлектрическим кольцом, упругие свойства которого удовлетворяют условию $E_{\rm rg} > E_{\rm cr}$ ($E_{\rm rg}$ и $E_{\rm cr}$ – модули Юнга материала кольца и кристалла). Схема расположения электродов на торцевой поверхности пластинки и их подключения к согласующему каскаду дана на рис.5. Максимальное значение поляризации, рассчитанное в приближении отсутствия компонент вектора деформации в плоскости пластинки и при $\sigma_{zz} = 0$, определяется выражением

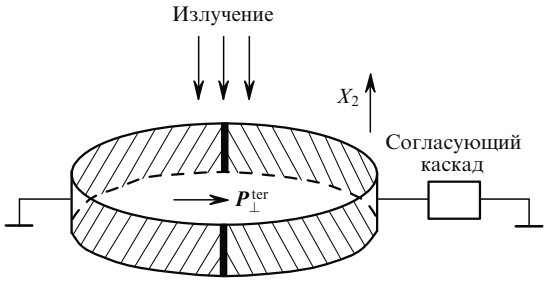

Рис.5. Схема чувствительного элемента сенсора на основе X_2-среза кварца. Зазоры между электродами указаны вертикальными жирными линиями.

$$P_1^{\rm ter} = \frac{(d_{11}S_{44} - d_{14}S_{14})(\alpha_3 S_{13} - \alpha_1 S_{33})}{S_{33}S_{44}\left(S_{11} - S_{14}^2/S_{44} - S_{13}^2/S_{33}\right)}\,\theta.$$

Сенсор, работающий по данной схеме в спектральном диапазоне 0.15–4.5 мкм, имеет чувствительность 2.5×10^{-2} В/Вт и верхнюю границу динамического диапазона в частотно-импульсном режиме 1.5 кВт/см^2.

Таким образом, уникальные электрофизические характеристики кварца позволяют использовать его как пироактивный материал в различных конфигурациях сенсоров для видимой и ближней ИК областей спектра.

5. Заключение

Предлагаемый в работе подход увеличивает число классов пироактивных материалов (до двадцати нецентросимметричных кристаллографических классов) и расширяет возможности их использования. Разработанные нами принципы организации устройств могут быть использованы для создания сенсоров на любом кристалле и на любом его кристаллографическом срезе. Кристаллы выбираются в соответствии со спектральной областью регистрируемого излучения и характером решаемой задачи. Третичный пироэлектрический эффект позволяет не только решать задачи, связанные с мониторингом интенсивных потоков излучения, но и конструировать мно1

гофункциональные устройства на его основе.

1. Най Дж. *Физические свойства кристаллов* (М.: ИЛ, I960, с. 231).
2. Таганцев А.К. *УФН*, **152**, 423 (1987).
3. Переверзева Л.П., Поплавко Ю.М., Скляренко С.К., Чепилко А.Г. *ФТТ*, **34** (1), 281 (1992).
4. Пельц С.Д., Карпельсон А.Е. *ФТТ*, **13** (10), 3104 (1971).
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости* (М.: Наука, 1965, с. 17).
6. Cooper J. *J. Sci. Instrum.*, **39**, 467 (1962).
7. Ишанин Г.Г. *Импульсная фотометрия*, № 2, 110 (1972).
8. Poplavko Yu.M., Pereverzeva L.P., Nam-Ihn Cho, Young Soo Yo, Hyoung Gin Nam. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, 4041 (1998).
9. Kosorotov V.F., Shchedrina L.V. *Ukrainian J. Phys.*, **54** (1-2), 169 (2009).
10. Боли Б., Уэйнер Дж. *Теория температурных напряжений* (М.: Мир, 1964).
11. Shchedrina L.V., Kosorotov V.F., Levash L.V. *Semicond. Phys. Quantum Electron. Optoelectron.*, **8** (3), 60 (2005).
12. Kosorotov V.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2259**, 213 (1994).
13. Косоротов В.Ф., Леваш Л.В., Щедрина Л.В., Загоруйко Ю.А., Комарь В.К., Федоренко О.А. *Квантовая электроника*, **21** (6), 588 (1994).