

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 621.32; 535.42; 778.38

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАНЕЛЕЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ
ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЁТОК В КАЧЕСТВЕ ПАССИВНЫХ
ТРЕКЕРОВ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ© Е. Ф. Пен^{1,2}¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1²Новосибирский государственный технический университет,
630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

E-mail: pen@iae.nsk.su

Получены теоретические и экспериментальные оценки энергетической эффективности голографических решёток в качестве пассивных трекеров солнечного излучения. Установлено, что в условиях средней полосы России их применение может дать прирост сигнала фотоэлектрических панелей, вмонтированных в «умные» окна, примерно на 20 %. Повышение прироста сигнала до уровня 35 % возможно лишь при улучшении дифракционных свойств решёток — расширении контура угловой селективности с сохранением высокой дифракционной эффективности. Этого можно достичь либо путём разработки новых материалов с модуляцией показателя преломления более 0,1 при толщине регистрирующего слоя порядка 3 мкм, либо с использованием известных гибридных дифракционных структур в виде рельефа на поверхности объёмной решётки с модуляцией показателя преломления.

Ключевые слова: голографические решётки, солнечные концентраторы, трекары солнечного излучения, фотополимерные регистрирующие среды.

DOI: 10.15372/AUT20190309

Введение. Актуальным направлением прикладной оптики является разработка концентраторов солнечного излучения [1–3]. В данной обширной области можно выделить важный раздел методов обеспечения равномерности (постоянства) поступления солнечного излучения на поверхность фотоэлектрических панелей [4]. Наиболее эффективно эта задача решается с помощью активных трекеров [4–6]. Но такие устройства сложны по конструкции и в управлении, а в некоторых ситуациях, например в случае фотоэлектрических панелей, вмонтированных в «умные» окна [7], их использование невозможно, поскольку панели, имеющие вид ламелей, располагаются на периферийной части окна, а вырабатываемая ими электроэнергия необходима для управляемого изменения прозрачности окна с помощью электрооптических плёнок, нанесённых непосредственно на поверхность стекла (окна).

Для повышения коэффициента полезного действия солнечного излучения применяются разнообразные оптические элементы (линзы Френеля, линзовые растры, голографические дифракционные решётки). Чаще всего эти элементы концентрируют солнечное излучение, попадающее в их входную апертуру, на малую площадку, позволяя использовать фотоэлементы меньших размеров, что важно для мощных дорогостоящих энергетических установок [3]. Функцией оптических элементов другого класса является не концентрация излучения, а его перенаправление с учётом углового перемещения Солнца. Подобные элементы, в частности голографические, получили название пассивных трекеров, возможность применения которых изучена в [2, 6, 8], где учтены сезонные и суточные вариации углового

положения Солнца, спектральные и поляризационные свойства решёток, сделан вывод, что использование указанных решёток позволяет собрать примерно 50 % от максимально возможного значения солнечной энергии за счёт каскада решёток.

Однако в [2] рассматривается лишь одна конфигурация предметного и опорного пучков, лежащих в меридиональной плоскости. В этом случае азимутальная угловая селективность решётки минимальна, а сезонная зависимость эффективности решётки, наоборот, максимальна. Кроме того, в известных публикациях часто ограничиваются исследованиями свойств решёток в случае только монохроматического облучения [9]. В целом нет ясности в целесообразности применения голографических решёток в указанной области.

Цель данной работы — оценка энергетической эффективности голографических решёток в качестве пассивных трекеров солнечного излучения при оптимальной конфигурации предметного и опорного пучков, а также с учётом спектрального состава излучения и оптических свойств регистрирующей среды.

Расчёты дифракционной и энергетической эффективностей. Удельная (на единицу площади) электроэнергия P , вырабатываемая фотоэлементом, зависит от углового положения Солнца, которое определяется местоположением (географическими координатами) фотоэлемента, сезонным и суточным временами и описывается двумя координатами: ψ в азимутальной плоскости и высотой δ над горизонтом в меридиональной плоскости.

Теоретически зависимость удельной (на единицу площади) электроэнергии P от направления солнечного излучения можно выразить формулой

$$P = \gamma I_0 \sin(\psi) \cos(\delta), \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность солнечного излучения при нормальном его падении на поверхность фотоэлемента; γ — размерный коэффициент пропорциональности.

Расчёты проведём применительно, например, к средней полосе России в сезон равноденствия (Москва, 22 марта), когда $\delta = 35^\circ$, а полное изменение азимутального угла от восхода до заката солнца составляет 180° . Для рассматриваемого случая зависимость (1) изображена на рис. 1. В отсутствие трекера при азимутальных углах вне диапазона $\pm|50^\circ|$ сигнал фотоэлемента падает вдвое. При этом усреднённое по всему диапазону углов относительное значение сигнала для нашего случая составляет $\bar{P} = 0,52$. Данный показа-

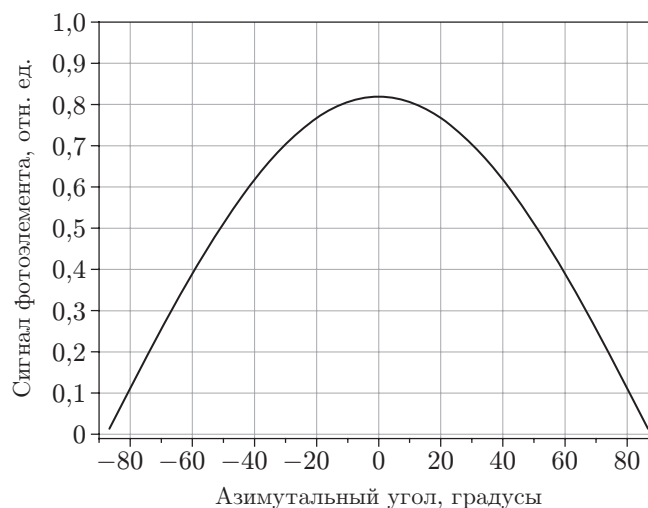


Рис. 1. Зависимость сигнала фотоэлемента от азимутального угла Солнца при его высоте $\delta = 35^\circ$

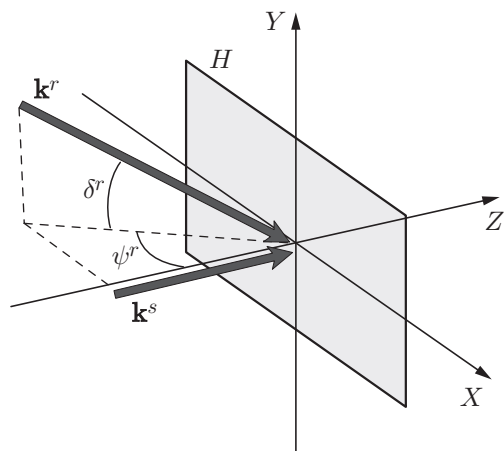


Рис. 2. Конфигурация векторов записывающих пучков относительно голографической решётки H

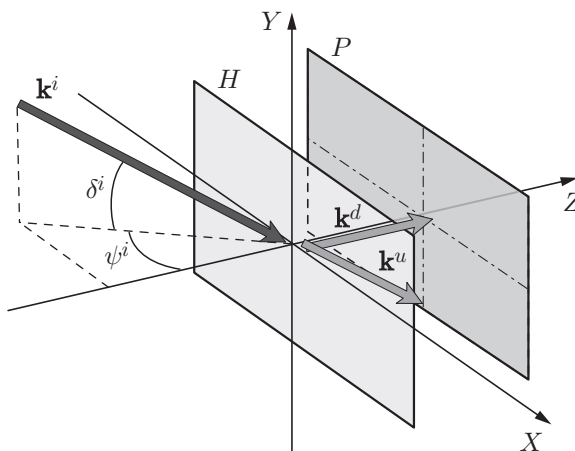


Рис. 3. Конфигурации векторов падающего излучения, дифрагированного и непродифрагированного пучков относительно решётки и фотоэлемента P

тель можно повысить, перенаправив излучение по нормали к поверхности фотоэлемента в интервалах азимутального угла $\pm|50^\circ-70^\circ|$. Далее описано, как это можно сделать с помощью голографических решёток и какова эффективность такого решения.

Упрощённое выражение (1) не содержит в явном виде зависимости от длины волны излучения, однако при оценке эффективности преобразования солнечного излучения в электрическую энергию необходимо учитывать спектральные характеристики как Солнца, так и фотоэлементов, для изготовления которых часто используют монокристаллический кремний [10]. В публикациях [2, 8] отмечено, что при совокупности этих факторов эффективный спектральный диапазон составляет 400–900 нм, из них на интервал 500–750 нм приходится около 70 % вырабатываемой электроэнергии. Поэтому целесообразно рассчитывать параметры дифракционной решётки, чтобы максимум её дифракционной эффективности (ДЭ) достигался именно в этой части спектра.

На рис. 2 изображена конфигурация опорного \mathbf{k}^r и предметного \mathbf{k}^s пучков, формирующих объёмную голографическую решётку H , при которой достигается наибольшая эффективность приёма солнечного излучения, поскольку при облучении пучком \mathbf{k}^i дифрагированный на решётке пучок \mathbf{k}^d падает по нормали к поверхности фотоэлемента P (рис. 3). Исследуем этот случай детально.

Согласно [2] выразим координаты опорного и предметного пучков, а также вектора решётки \mathbf{K}_0 следующим образом:

$$\mathbf{k}^r = (k_x^r, k_y^r, k_z^r) = \frac{2\pi n}{\lambda_3} (\cos \delta^r \cdot \sin \psi^r, \sin \delta^r, \cos \delta^r \cdot \cos \psi^r),$$

$$\mathbf{k}^s = (k_x^s, k_y^s, k_z^s) = \frac{2\pi n}{\lambda_3} (\cos \delta^s \cdot \sin \psi^s, \sin \delta^s, \cos \delta^s \cdot \cos \psi^s), \quad (2)$$

$$\mathbf{K}_0 = \mathbf{k}^r - \mathbf{k}^s = \frac{2\pi n}{\lambda_3} (\cos \delta^r \cdot \sin \psi^r - \cos \delta^s \cdot \sin \psi^s, \sin \delta^r - \sin \delta^s, \cos \delta^r \cdot \cos \psi^r - \cos \delta^s \cdot \cos \psi^s).$$

В интересующем нас случае

$$\mathbf{k}^s = \frac{2\pi n}{\lambda_3} (0, 0, 1), \quad \mathbf{K}_0 = \frac{2\pi n}{\lambda_3} (\cos \delta^r \cdot \sin \psi^r, \sin \delta^r, \cos \delta^r \cdot \cos \psi^r - 1). \quad (3)$$

Пусть восстанавливающий пучок

$$\mathbf{k}^i = (k_x^i, k_y^i, k_z^i) = \frac{2\pi n}{\lambda_{\text{сч}}} (\cos \delta^i \cdot \sin \psi^i, \sin \delta^i, \cos \delta^i \cdot \cos \psi^i), \quad (4)$$

где в формулах (2)–(4) λ_3 , $\lambda_{\text{сч}}$ — длины волн излучения при записи и восстановлении голограммы.

Если λ_3 и $\lambda_{\text{сч}}$ совпадают, то координаты дифрагированного пучка \mathbf{k}^d примут вид

$$\mathbf{k}^d = \mathbf{k}^i - \mathbf{K}_0 = \frac{2\pi n}{\lambda_3} (0, 0, 1). \quad (5)$$

Показанный на рис. 3 вектор \mathbf{k}^u соответствует не продифрагированному на решётке пучку, также попадающему на фотоприёмник, при этом его угловые координаты совпадают с координатами восстанавливающего пучка.

В вышеприведённых формулах n — показатель преломления регистрирующей среды (например, фотополимерного материала), все значения углов вне этой среды необходимо пересчитать в соответствии с законом Снеллиуса. Из этого следует, в частности, что допустимый интервал азимутальных углов ψ^i в воздухе не может превышать $\pm 83^\circ$, иначе в среде свет будет испытывать полное внутреннее отражение.

Известно [2, 11], что дифракционная эффективность брэгговской чисто фазовой пропускающей решётки

$$DE = \eta = \frac{\sin^2(\sqrt{\nu^2 + \xi^2})}{1 + \nu^2/\xi^2}, \quad (6)$$

где $\nu = \pi \Delta n T / \lambda_3 \sqrt{\cos \psi^r \cdot \cos \psi^s}$ — параметр, характеризующий «силу» решётки (набег фазы проходящего сквозь неё света при амплитуде модуляции значения показателя преломления Δn и толщине решётки T);

$$\begin{aligned} \xi = \nu M \sqrt{\cos \psi^r / \cos \psi^s} (\cos \delta^i \cdot \cos \delta^r \cdot \sin \psi^i \cdot \sin \psi^r + \sin \delta^i \cdot \sin \delta^r + \\ + (\cos \delta^r \cdot \cos \psi^r - 1)(\cos \delta^i \cdot \cos \psi^i + \lambda_{\text{сч}}/\lambda_3)) \end{aligned} \quad (7)$$

— параметр, описывающий расстройку (селективность) условий брэгговской дифракции, т. е. зависимость ДЭ от азимутального угла ψ^i , здесь $M = 2n/\Delta n$ — коэффициент, характеризующий практические возможности регистрирующей среды и определяющий в значительной мере эффективность применения голографических решёток в качестве пассивных трекеров солнечного излучения. Желательно, чтобы угловая селективность решёток перекрывала широкий (более 20°) диапазон азимутальных углов, а их спектральная характеристика охватывала область 500–750 нм.

Выражения (2)–(7) написаны для решётки с диапазоном изменения угла восстанавливающего пучка в азимутальном направлении $0 < \psi < 90^\circ$. В силу брэгговского характера дифракции света на такой решётке она не будет формироваться в восстановленный пучок вида (5) при углах $-90^\circ < \psi < 0$. Поэтому для функционирования во всём интервале изменения азимутального угла солнечного излучения требуются две наложенные друг на друга решётки, для которых в описаниях конфигураций предметного и опорного пучков (2) и (3) необходимо заменить $\sin \psi^r$ величиной $|\sin \psi^r|$. Такие решётки могут быть изготовлены в одном слое регистрирующей среды, например из фотополимерного материала (ФПМ), но

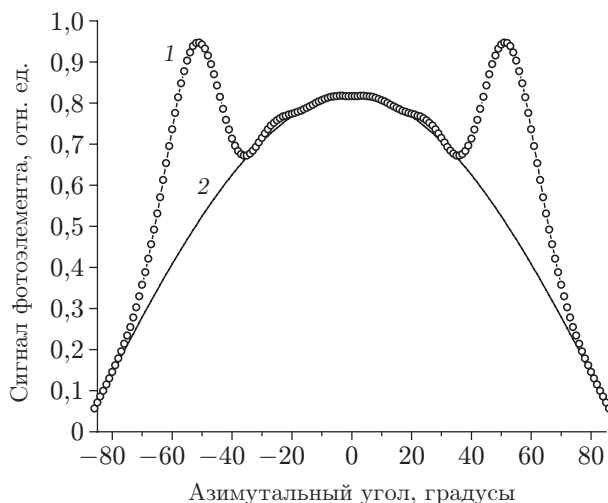


Рис. 4. Зависимость сигналов фотоэлемента от азимутального угла при использовании решётки (кривая 1) и без неё (кривая 2)

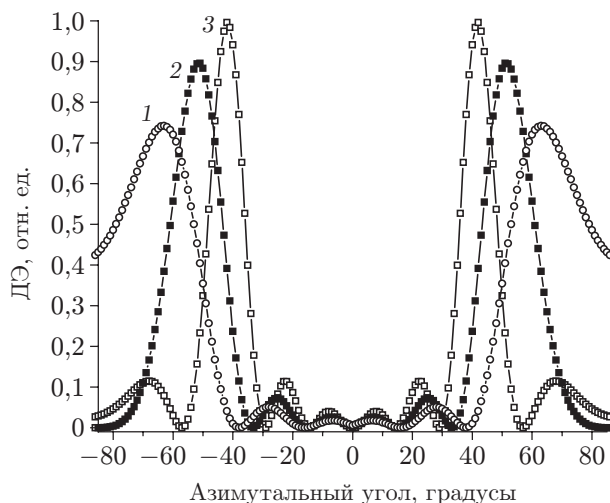


Рис. 5. Зависимость ДЭ решётки от азимутального угла. Кривые 1, 2, 3 соответствуют $L = 1,2; 1; 0,8$

тогда в силу ограниченного диапазона изменений Δn дифракционная эффективность каждой из решёток будет значительно ниже максимально возможной. Эту проблему можно решить путём использования слоистых ФПМ [12], позволяющих изготовить две независимые решётки с высокой ДЭ.

Относительный сигнал фотоэлемента с помощью решётки состоит из сигналов P^d и P^u , сгенерированных под воздействием пучков \mathbf{k}^d и \mathbf{k}^u соответственно. При соблюдении условия (5) дифрагированный пучок падает перпендикулярно к плоскости фотоэлемента, а прошедший без дифракции — наклонён к его плоскости на углы падения восстанавливающего пучка ψ^i и δ^i . С учётом выражения (1) имеем

$$P^u(\psi^i) = \begin{cases} \alpha I_0(1 - \eta(\psi^i)) \sin(\psi^i) \cdot \cos(\delta^i), & \psi^i < \pi/2; \\ \alpha I_0(1 - \eta(\psi^i + \pi/2)) \sin(\psi^i) \cdot \cos(\delta^i), & \psi^i > \pi/2, \end{cases} \quad (8)$$

$$P^d(\psi^i) = \alpha I_0 \eta(\psi^i),$$

где α — размерный коэффициент пропорциональности.

При этом суммарный сигнал

$$P(\psi^i) = P^u(\psi^i) + P^d(\psi^i). \quad (9)$$

Полученные формулы позволяют вычислить значение суммарного сигнала при заданных параметрах решётки и падающего излучения. На рис. 4 изображён пример сигнала фотоэлемента в зависимости от азимутального угла падающего излучения при использовании вышеописанной решётки и без неё. В этом примере предполагается, что $|\psi^r| = 55^\circ$, а максимальное значение дифракционной эффективности решётки $\eta = 0,9$ выбрано с учётом экспериментальных данных.

Видно, что за счёт действия голографических решёток суммарный сигнал фотоэлемента резко возрастает в интервалах азимутальных углов $\pm|40^\circ - 70^\circ|$. Вследствие этого при усреднении по всему допустимому диапазону азимутальных углов получим относительное значение $\bar{P} = 0,625$, т. е. сигнал увеличивается на 20 %.

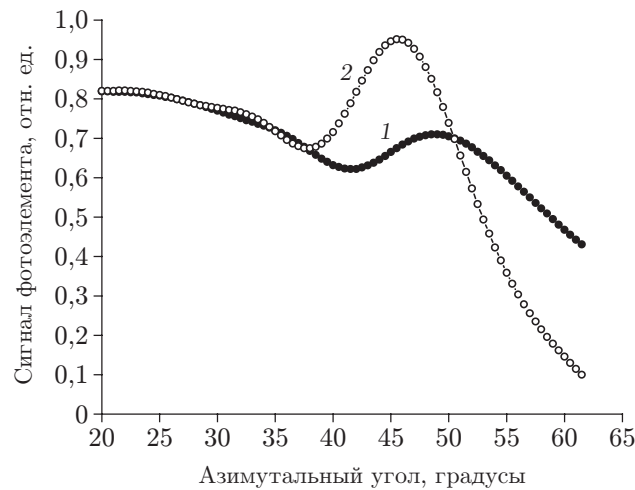


Рис. 6. Прирост сигнала фотоэлемента при облучении белым светом (кривая 1) в сравнении с монохроматическим излучением (кривая 2)

Итак, выяснено, что в случае монохроматического излучения применение решётки даёт положительный эффект. Рассмотрим теперь случай полихроматического излучения. Одна и та же решётка демонстрирует различные значения ДЭ и угловой селективности при варьировании длины волны падающего на неё излучения $\lambda_{сч}$, поскольку вышеуказанный набег фазы света, а значит, и параметр ν при этом следует заменить параметром ν/L , где $L = \lambda_{сч}/\lambda_3$. Помимо этого, при фиксации угловых координат дифрагированного пучка согласно (5) координаты восстанавливающего пучка \mathbf{k}^i с длиной волны $\lambda_{сч}$ для достижения максимума ДЭ изменятся. Для определённости примем $\lambda_3 = 600$ нм.

Зависимость дифракционной эффективности голографических решёток с параметрами $\delta^r = 35^\circ$, $|\psi^r| = 50^\circ$, $\delta^s = 0^\circ$, $\psi^s = 0^\circ$, $\nu = 1,25$ и $M = 30$ от азимутального угла падающего излучения при его высоте $\delta^i = \delta^r = 35^\circ$ для различных значений отношения L показана на рис. 5. Напомним, что значения углов указаны для воздуха. Отметим, что с ростом длины волны ДЭ падает; значения азимутальных углов, соответствующих максимумам ДЭ, оказываются различными; ширина контуров угловой селективности возрастает; параметры боковых лепестков контура ДЭ, вносящих свой вклад в величину сигнала фотоэлемента, также изменяются.

На практике реализуется иная ситуация: излучение с различными длинами волн (весь спектр белого света) падает на решётку под одним углом, изменяющимся в течение суток. Тогда дифракционная эффективность на каждой из этих длин волн будет ниже максимально возможных в силу несоответствия условиям брэгговской дифракции, а углы падения дифрагированных лучей уже не будут перпендикулярны поверхности фотоприёмника, в итоге выигрыш суммарного сигнала фотоэлемента может оказаться ниже, чем для монохроматического излучения. В формуле (9) появится зависимость от параметра L .

Сравнение прироста сигнала фотоэлемента для монохроматического излучения ($L = 1$) и белого света дано на рис. 6. Расчёты проведены путём интегрирования сигнала $P(\psi^i)$ в интервале длин волн $L = 0,7-1,3$ (т. е. 420–780 нм). Видно, что контур этого сигнала при облучении белым светом сглаженный, его максимум сместился в сторону больших значений азимутального угла, т. е. вклад длинных волн излучения в прирост сигнала больше, чем вклад коротких.

Вычисления показывают (для принятых нами параметров), что при облучении белым светом прирост сигнала фотоэлемента, усреднённого по всему интервалу допустимых азимутальных углов, вопреки опасениям не уменьшится и составит более 22 % из-за того, что

в этом случае контур сигнала $P(\psi^i)$ приподнят в диапазоне $+(60^\circ-80^\circ)$ значений азимутального угла.

Экспериментальные исследования. Для проверки вышеизложенных предположений и особенностей применения голографических решёток в интересующих нас целях проведён ряд экспериментов, включая изготовление голографических решёток с предложенной конфигурацией предметного и опорного пучков, измерение ДЭ и ширины контура угловой селективности, оценку суммарного сигнала фотоэлемента согласно выражению (9) для монохроматического и полихроматического излучений.

При изготовлении голографических решёток использовались фотополимерные материалы VAYFOL HX компании Bayer MaterialScience AG (Германия) с «сухим» процессом постобработки с показателем преломления $n = 1,51$ и толщиной регистрирующего слоя $T = 16$ [13]. Именно эти материалы в силу их голографических характеристик и возможностей массового производства [14] в настоящее время рассматриваются как потенциальные для создания голографических элементов солнечных концентраторов [3, 15].

В данной работе уже отмечалось, что для функционирования во всём диапазоне изменений азимутального угла падающего излучения необходимы две наложенные решётки с $|\psi^r| = 55^\circ$, однако экспериментально изготовлена и исследована лишь одна решётка с параметрами опорного и предметного пучков: $\delta^r = 35^\circ$, $\psi^r = +55^\circ$, $\delta^s = 0^\circ$, $\psi^s = 0^\circ$. Запись решётки проводилась с помощью DPSS-лазера MSL-FN-639 (CNILASER, Китай) с длиной волны излучения 639 нм, энергия записи составляла 30 мДж/см², решётка имела эллиптическую форму размерами 20 × 25 мм.

Вначале была измерена ДЭ этой решётки на длине волны 639 нм, которая составила $0,90 \pm 0,02$, что соответствует значению $\nu = 1,25$ (согласно формуле (6) при указанных выше параметрах схемы записи); ширина контура угловой селективности равна 6° на уровне 0,5 интенсивности дифрагированного пучка и 12° на уровне её минимума. На длине волны 532 нм DPSS-лазера MSL-FN-532 (CNILASER, Китай) для этой же решётки расчётное значение $\nu = 1,49$, а ДЭ должна была составить 0,99, однако оказалось, что экспериментальное значение ДЭ = $0,60 \pm 0,02$. Этот факт можно объяснить следующим образом: наблюдаемой на длине волны 639 нм ДЭ соответствует не только значение $\nu = 1,25$, но и $\nu = 1,88$; тогда на длине волны 532 нм расчётное значение $\nu = 2,24$, а ДЭ должна составить 0,62, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Заметим, что для указанной выше толщины ФПМ расчётное значение $\Delta n = 0,025$, что близко к спецификации этого материала, приведённой в [13]. В этом случае при вычислениях следует принять $M = 120$.

Затем было проведено измерение суммарного сигнала фотоэлемента при освещении решётки монохроматическим излучением с параметрами $\delta^i = 35^\circ$, $\psi^i = 0^\circ-60^\circ$ (для удобства эксперимента использовался лазерный диод 650 нм), в качестве фотоэлемента применялся измеритель мощности PD 300 ROHS компании Ophir (Израиль), калиброванный на длину волны 650 нм. Результат эксперимента показан на рис. 7 (кривая 1), где также приведены расчётные данные (кривая 2, полученная при параметрах $M = 120$ и $\nu = 1,88$). Видно, что форма контура экспериментального сигнала хорошо согласуется с расчётными данными, вблизи $\psi^i = 55^\circ$ прирост сигнала составляет около 50 %.

Далее были проведены эксперименты с полихроматическим освещением, моделирующим солнечное излучение. На рис. 8 показан фрагмент экспериментальной установки. Решётка, установленная на столике, вращающемся в аксиальном направлении, освещалась коллимированным пучком \mathbf{k}^i белого света от галогеновой лампы AvaLight-HAL (Avantes, Netherlands). Угловые координаты этого пучка: $\delta^i = 35^\circ$, $\psi^i = +55^\circ$ с погрешностью $\pm 0,5^\circ$. За решёткой на экране можно наблюдать пятно от пучка света \mathbf{k}^u , прошедшего сквозь решётку без дифракции, и радужное пятно от дифрагированного пучка \mathbf{k}^d . Свет пучка \mathbf{k}^u

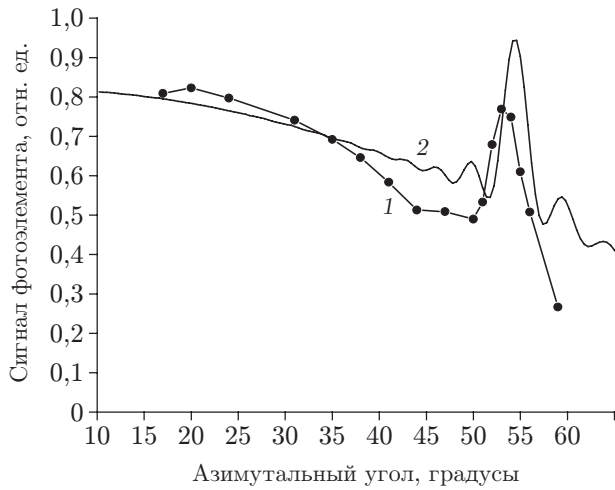


Рис. 7. Зависимость сигналов фотоэлемента от азимутального угла при монохроматическом освещении: 1 — экспериментальные данные, 2 — расчётные значения

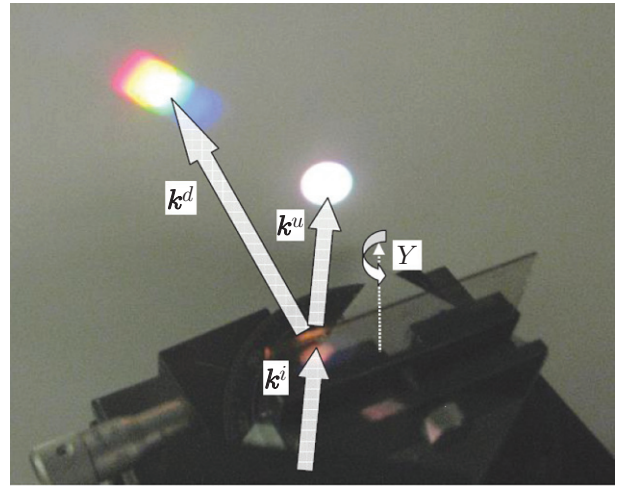


Рис. 8. Вид фрагмента экспериментальной установки с освещением голографической решётки полихроматическим излучением

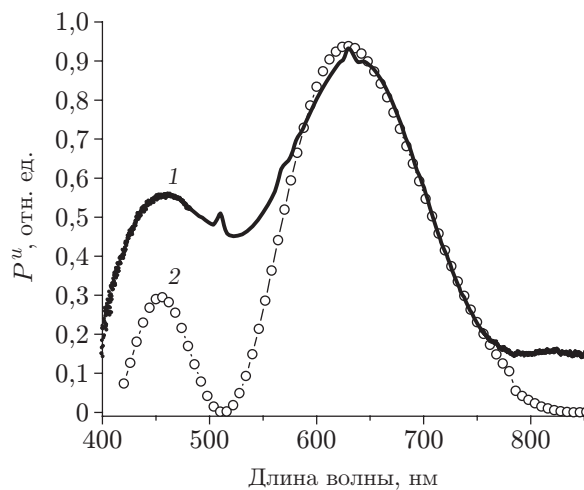


Рис. 9. Спектр пучка P^u света, прошедшего сквозь решётку без дифракции: экспериментальные данные — кривая 1 и расчётные данные — кривая 2

направлялся в спектрофотометр AvaSpec-ULS2048 (Avantes, Netherlands), с помощью которого проводилось измерение спектра этого света.

Результат измерения экспериментальной (1) и расчётной (2) кривыми представлен на рис. 9. Помимо сходства высоты и ширины контуров спектров, наблюдается и одинаковый характер их левых крыльев, происхождение которых можно объяснить отклонением профиля распределения показателя преломления решётки от синусоидального вследствие ранее отмеченной перемодуляции и других искажений, однако эта версия требует дополнительного исследования. По мере изменения азимутального угла падающего излучения наблюдалась эволюция спектрального состава излучения, попадающего на фотоэлемент: сдвиг спектра в сторону длинных или коротких волн (в зависимости от направления вращения столика) и изменение его контура.

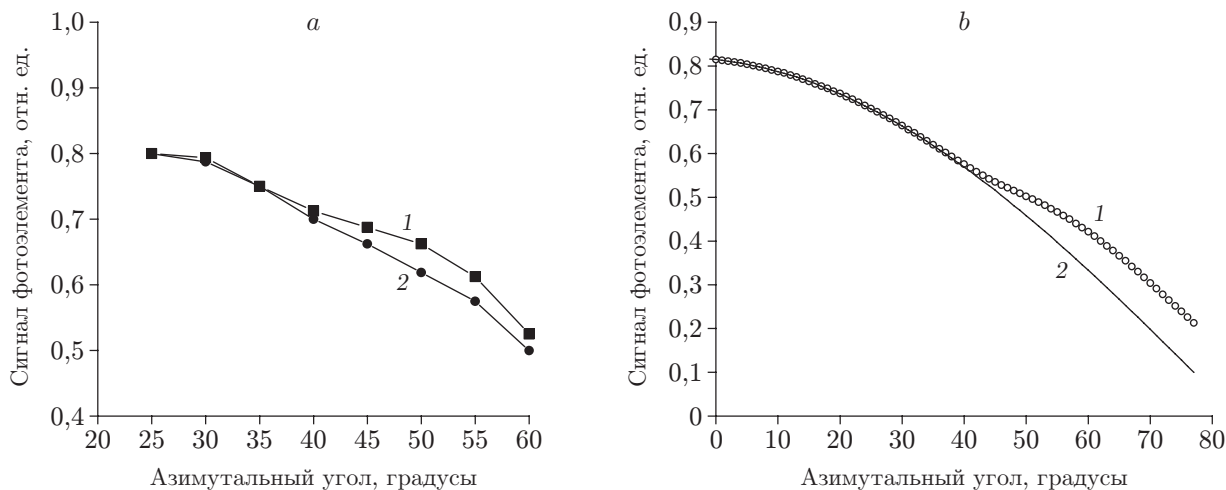


Рис. 10. Экспериментальные и расчётные значения сигнала фотоэлемента при освещении решётки белым светом: *a* — экспериментальные данные и *b* — расчётные данные (кривые 1 — сигналы с решёткой, кривые 2 — сигналы без решётки)

Проведено также измерение суммарного сигнала (фототока) от фотоэлемента IXOLAR™ SolarMD (IXYS Corporation, Netherlands). Диаметр освещающего пятна составлял 1,5 см, а размеры фрагмента фотоэлемента $0,5 \times 1$ см. Результаты этого важного эксперимента приведены на рис. 10. Видно качественное согласие расчётных и измеренных данных. Вместе с тем оказалось, что для $\psi^i = 55^\circ$ прирост сигнала фотоэлемента при использовании решётки составил $(7 \pm 2) \%$ (рис. 10, *a*), что примерно в 2 раза меньше по сравнению с расчётными данными (рис. 10, *b*, при $\nu = 1,88$, $M = 120$) в этой же точке. Такое отличие связано, видимо, с тем, что в расчётах не в полной мере учтены реальный спектральный состав полихроматического излучения и дифракционные свойства использованной решётки.

Из-за отсутствия регистрирующей среды с необходимыми параметрами эксперименты с решётками размерами более 1×1 см не проводились.

Обсуждение результатов исследования. Выявлено, что полученные в экспериментах малые значения энергетической эффективности применения голографических решёток (прирост среднего сигнала \bar{P} около 5 %) обусловлены их оптическими (дифракционными) свойствами, в первую очередь значением параметра M . Напомним, что для исследованной нами решётки это значение составило $M = 120$ и соответствовало $n = 1,51$, $\Delta n = 0,025$, $T = 16$ мкм. В то же время, как показывают расчёты, при $\nu = 1,25$ и $M = 15$ прирост сигнала для монохроматического света составляет $\bar{P} = 47 \%$, а для белого света — 33 %.

Для достижения большего прироста \bar{P} необходимо не только повышать Δn , но и уменьшать толщину T регистрирующего слоя среды, поскольку именно тогда достигается расширение контура угловой селективности и одновременно сохраняется высокая дифракционная эффективность решётки. Например, для $\Delta n = 0,1$ и $\nu = 1,25$ должно быть $T = 2,5$ мкм. Близкими к этим значениям являются параметры бихромированной желатины (БХЖ) [16]. К сожалению, БХЖ требуют тщательной специфической «мокрой» пред- и постобработки и в настоящее время не рассматриваются как материал для массового производства голографических элементов.

Однако популярные ныне ФПМ пока не обеспечивают сформулированных нами требований. Таким образом, необходимы разработки новых материалов либо методов получения голографических решёток с нужными параметрами. Исследования в этом направлении уже

ведутся. В [17] описаны результаты испытаний тонких, порядка 1 мкм, плёнок на основе акриламидных производных полифторхалконов, с помощью которых получены рельефно-фазовые решётки со значениями ДЭ 0,59 и шириной контура угловой селективности $54,5^\circ$. Пока эти материалы чувствительны лишь в области 350–400 нм и требуют для записи решёток энергии $6,37 \text{ Дж/см}^2$. Возможно, их удастся модифицировать и улучшить экспозиционные характеристики. В [18] сообщается о формировании рельефа на поверхности объёмной решётки с модуляцией показателя преломления, что приводит к изменению селективных свойств такой гибридной структуры, позволяя сохранить ДЭ 0,45 при расширении контура угловой селективности до 50° . В [17, 18] полагается, что такие структуры могут быть востребованы для солнечных концентраторов.

Заключение. Основным результатом теоретической части исследования является вывод о позитивных, но ограниченных возможностях использования применения голографических решёток в качестве пассивных трекеров солнечного излучения. Установлено, в частности, что применение решётки в сезон равноденствия для средней полосы России даст прирост сигнала фотоэлемента, усреднённого по всему интервалу допустимых значений азимутальных углов, порядка 20 %. Повышение прироста сигнала до уровня 35 % возможно лишь при улучшении дифракционных свойств решётки — расширении контура угловой селективности при сохранении высокой ДЭ. Этого можно достичь путём разработки новых материалов с модуляцией показателя преломления более 0,1 при толщине регистрирующего слоя порядка 3 мкм либо использованием известных гибридных дифракционных структур в виде рельефа на поверхности объёмной решётки с модуляцией показателя преломления.

Эксперименты подтвердили энергетическую эффективность предложенной конфигурации предметного и опорного пучков. Получено хорошее согласие с расчётными данными в части прироста сигнала фотоэлемента как для монохроматического излучения, так и для белого света. К сожалению, для доступных в настоящее время регистрирующих сред указанный прирост сигнала на практике не превышает 5–10 %.

Методика и результаты исследования могут быть использованы и для другого местоположения фотоэлектрических панелей с большей или меньшей высотой Солнца над горизонтом. Для этих случаев необходимо произвести отдельные расчёты, однако предварительные оценки показали, что прирост среднего сигнала фотоэлемента такого же порядка, как в рассмотренном нами примере.

Вопрос о целесообразности и практической реализации применения голографических решёток в качестве пассивных трекеров солнечного излучения остаётся открытым по вышеуказанным причинам.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Министерства высшего образования и науки РФ (государственная регистрация № АААА-А17-117053110007-0).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Collados M. V., Chemisana D., Atencia J. Holographic solar energy systems: The role of optical elements // *Renew. Sust. Energ. Rev.* 2016. **59**. P. 130–140.
2. Castro J. M., Zhang D., Myer B., Kostuk R. K. Energy collection efficiency of holographic planar solar concentrators // *Appl. Opt.* 2010. **49**, N 5. P. 858–870.
3. Ferrara M. A., Striano V., Coppola G. Volume holographic optical elements as solar concentrators: An overview // *Appl. Sci.* 2019. **9**, N 193. P. 1–14.
4. Amanlou Y., Hashjin T. T., Ghobadian B. et al. A comprehensive review of uniform solar illumination at low concentration photovoltaic (LCPV) systems // *Renew. Sust. Energ. Rev.* 2016. **60**. P. 1430–1441.

5. **Zhang D., Jose M., Castro J. M., Kostuk R. K.** One-axis tracking holographic planar concentrator systems // *Journ. Photon. Energ.* 2011. **1**, N 1. 015505.
6. **Sumathi V., Jayapragash R., Bakshi A., Akella P. K.** Solar tracking methods to maximize PV system output — A review of the methods adopted in recent decade // *Renew. Sust. Energ. Rev.* 2017. **74**. P. 130–138.
7. **Niclas.** Solar window: Technologies, applications and future. Technology. 2016. URL: <http://sinovoltaics.com/technology/solar-window-technologies-applications-and-future/> (дата обращения: 14.03.2019).
8. **Ghosh A., Nirala A. K., Yadav H. L.** Optical design and characterization of holographic solar concentrators for photovoltaic applications // *Optik.* 2018. **168**. S. 625–649.
9. **Lee J. H., Wu H. Y., Piao M. L., Kim N.** Holographic solar energy concentrator using angular multiplexed and iterative recording method // *IEEE Photon. Journ.* 2016. **8**, Is. 6. 8400511.
10. **Афанасьев В. П., Теруков Е. И., Шерченков А. А.** Тонкопленочные солнечные элементы на основе кремния. С.-Пб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. 168 с.
11. **Kogelnik H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings // *The Bell Syst. Techn. Journ.* 1969. **48**, N 9. P. 2909–2947.
12. **Шелковников В. В., Васильев Е. В., Русских В. В. и др.** Свойства монохромных и цветных голограмм в слоистых фотополимерных материалах // *Автометрия.* 2016. **52**, № 4. С. 107–117.
13. **Bruder F.-K., Fäcke T., Rölle T.** The chemistry and physics of Bayfol® HX film holographic photopolymer // *Polymers.* 2017. **9**, N 472. P. 1–35. URL: <https://www.films.covestro.com/en/Products/Bayfol/ProductList/201603170508/Bayfol-HX200> (дата обращения: 14.03.2019).
14. **Bruder F.-K., Fäcke T., Grote F. et al.** Mass production of volume holographic optical elements (vHOEs) using Bayfol® HX photopolymer film in a roll-to-roll copy process // *Proc. SPIE.* 2017. **10127**. 101270A.
15. **Akbari H., Naydenova I., Martin S.** Using acrylamide-based photopolymers for fabrication of holographic optical elements in solar energy applications // *Appl. Opt.* 2014. **53**, N 7. P. 1343–1353.
16. **Stojanoff C. G., Schutte H., Schulat J. et al.** Fabrication of large format holograms in dichromated gelatin films for sun control and solar concentrators // *Proc. SPIE.* 1997. **3010**. P. 156–167.
17. **Деревяшкин С. В., Соболева Е. А., Шелковников В. В., Спесивцев Е. В.** Голографическая запись в микронных плёнках на основе полифторхалконов // *Химия высоких энергий.* 2018. **52**, № 6. С. 507–514.
18. **Vorzobova N. D., Sokolov P. P., Veselov V. O., Schelkanova I. J.** Holographic formation and diffractive properties of hybrid periodic structures // *Appl. Opt.* 2018. **57**, N 1. P. 23323–23328.

Поступила в редакцию 14.03.2019

После доработки 25.03.2019

Принята к публикации 15.04.2019