О фотометрической теории диффузного светового поля

В.П. БУДАК

Московский энергетический институт (технический университет)*

Текущий год является знаменательным и юбилейным для светотехники. Двести лет исполняется первому электрическому источнику света – дуге В.В. Петрова [1], положившему начало эпохе электрического освещения. Прошло 75 лет со дня начала подготовки в ЛЭТИ, ЛПИ и МВТУ инженеров по специальности светотехника и источники света [2], исполнилось 70 лет кафедре Светотехники МЭИ (ТУ) [3]. Я не верю в магию цифр, но эти юбилейные даты навевают мысли о сущности светотехники и ее месте среди других технических наук.

Содержание любой технической дисциплины определяется не только ее областью применения, а, в первую очередь, моделью физического объекта, лежащего в основе ее построения. Теплотехника, радиотехника, электротехника, гидротехника, оптотехника различаются, несмотря на свое наименование, не областью применения, а теоретическим фундаментом. В самом деле, теплотехника не тождественна обогреву, электротехника – только распределению электрической энергии, а радиотехника – радио. В этом смысле, конечно же, и светотехника не тождественна технике освещения, что было очевидно для авторов первых учебников по светотехнике в нашей стране [4].

В этой связи на память приходит еще одна круглая дата, а именно, 25 лет со дня публикации статьи Г.В. Розенберга «Луч света. К теории светового поля» [5], где физически безупречно изложены теоретические основы светотехники – теория светового поля. Световое поле оказалось достаточно сложным физическим объектом. Его теория получила известное завершение только к концу XX века [6], хотя публикации на эту тему продолжаются [7–9].

Всякая научная дисциплина в своем развитии проходит две основные стадии – феноменологическую и рациональную. На первой стадии все представления формируются из непосредственно измеряемых в эксперименте характеристик исследуемого объекта. На второй стадии на основе обобщения большого числа экспериментов создается физическая модель объекта, возникают абстрактные понятия и величины, которые не всегда возможно определить, но они сводят все многообразие феноменологических соотношений к одному или небольшому числу основных уравнений, называемых концептуальной точкой данной науки [10], уравнений, позволяющих в свою очередь предсказывать новые явления, ранее экспериментально не наблюдавшиеся. Иначе говоря, феноменологическая теория позволяет только интерполировать результаты экспериментов, в то время как рационалистическая – их экстраполировать.

Такое развитие характерно для всех наук, но особенно наглядно это проявляется на примере прикладных, где запросы практики обгоняют теоретическое осмысление явлений. Так, например, теплотехника строилась на феноменологической модели теплорода, на основе понятий теплоемкости и количества теплоты. При этом в основе построения теории лежат интегральные характеристики (теплота), а все производные получаются дифференцированием – удельная теплота, теплоемкость. Рациональная теория теплоты строится на одной достаточно общей идее хаотического движения молекул вещества, однако именно она (идея) порождает все представления, понятия и уравнения этой науки и является единой концептуальной точкой. Характерно, что на этом этапе все понятия и величины науки являются интегральными характеристиками некоторой наиболее общей величины, функции распределения частиц в фазовом пространстве [11].

Развитая наука – это, прежде всего, завершенная структурная модель объекта исследования. Такая модель существенна не только с эвристической точки зрения, без нее невозможно взаимодействие с другими науками, обогащение данной науки методами других наук и проникновение ее методов в другие науки, без чего область знаний обречена на изоляцию, провинциальность и, в конечном счете, оттеснение на обочину научного прогресса. На сегодняшний день роль модели объекта существенно возрастает, поскольку открывает неограниченные возможности компьютерного моделирования.

Если проанализировать содержание основных учебников светотехники [4, 12–14], на которых выросли все поколения светотехников нашей страны, то нетрудно видеть, что светотехника на сегодняшний день остается наукой феноменологической, когда отсутствует какая-либо модель объекта исследования, т.е. модель светового поля. В некоторых учебниках говорится об электромагнитной природе светового поля, но все светотехнические понятия вводятся без всякой связи с электродинамикой, и как следствие, все эти рассуждения являются логически неоправданной вставкой. Упоминание о приближениях геометрической оптики тоже немногое проясняет, поскольку оставляет в стороне вопрос о том, как же по бестелесным лучам переносится энергия.

В целом построение всех основных понятий и величин в светотехнике соответствует феноменологической теории. Определяются понятия энергии и потока, которые неважно кем и как переносятся, важно только их прямолинейное распространение. Все остальные понятия вводятся дифференцированием введенного феноменологического потока. Нетрудно видеть, что аналогичная система величин может быть применена в акустике [15], в кинетической теории системы многих невзаимодействующих частиц [16, 17].

Такая система определений в светотехнике полностью соответствует расчету осветительных или облучательных установок, однако при решении других светотехнических задач возникают проблемы. Первые сложности применения системы светотехнических понятий возникли при попытках описания излучения рассеивающих, поглощающих и излучающих сред. Как определить в этом случае поверхность, для которой вводятся понятия яркости или силы света? В определении фотометрических величин [18] указывается, что поверхность может быть как действительной, так и воображаемой. Однако сложность указанных сред заключается в том, что для каждой точки пространства и каждого направления нужна своя поверхность.

Ответ на эти вопросы был дан в фундаментальной монографии А.А. Гершуна «Световое поле» [19], где световое по-

* 11250, г. Москва, Красноказарменная, 14.

ле было определено как область пространства, исследуемого с целью изучения процессов переноса световой энергии. Была определена основная характеристика поля – яркость $L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}})$ как функция точки пространства $\mathbf{r}$ и направления $\hat{\mathbf{I}}$. (Здесь и далее единичный вектор направления $\hat{\mathbf{I}}$ обозначается знаком крышечки, что заимствовано из [20].) Такое обозначение представляется удобным и важным для фотометрии с учетом роли луча в теории светового поля. А.А. Гершун определил яркость светового поля, связав ее с облученностью $E_n(\mathbf{r})$ в точке $\mathbf{r}$ площадки с нормалью, ориентированной вдоль направления $\hat{\mathbf{I}}$:

$$L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) = \frac{dE_n(\mathbf{r})}{d\hat{\mathbf{I}}}, \qquad (1)$$

где через $d\hat{\mathbf{I}}$ обозначен элемент телесного угла. Обозначение введено в [5], соответствует математическому понятию телесного угла и дифференциала от единичного вектора – площадь на единичной сфере, и так же представляется очень удобным для расчетов светового поля.

А.А. Гершун не только ввел понятие яркости светового поля, но и предложил [19] конструкцию прибора для ее измерения – «труба Гершуна», широко используемое понятие в гидрооптике [21, 22]. Однако, видимо находясь под сильным влиянием гениальной работы В.А. Фока [23] о возможностях применения векторного исчисления для расчета облученности и потока от больших равноярких поверхностей, основное внимание в монографии [19] Гершун А.А. уделил световому вектору, что дало возможность трактовать световое поле по Гершуну, как поле светового вектора [13, 14]. С сегодняшних позиций представляется, что все возможности векторного исчисления с учетом гениальности В.А. Фока были изложены в [23]. На это указывает и факт отсутствия значительных работ в данном направлении за прошедшие годы.

Другая важная проблема – это расчет кривой распределения силы света световых приборов. Если расчет простейших систем из одной отражающей поверхности легко решался методом элементарных отображений [24], то попытки расчета систем «с усложненной оптикой» [25] потребовали развития светотехнических понятий. Н.А. Карякин [25] заменил известное соотношение Ламберта для световой трубки на уравнение световых потоков, однозначно связывающее световой поток со структурой его элементарных отображений. Это позволяет легко исследовать изменение элементарных отображений при преломлении на границе раздела сред с различными показателями преломления и приводит к тождеству уравнения световых потоков и теореме Штраубеля. Последнее обстоятельство показывает применимость всех основных соотношений прикладной оптики для расчета параметров элементарных отображений с учетом закона сохранения энергии в фотометрической трактовке, открывая тем самым путь к энергетическому расчету оптических систем конечными пучками.

Успехи на этом пути показали Н.А. Карякину ограниченность классического определения яркости через силу света, поскольку такой подход становится беспомощным при любой трансформации световых потоков оптической системой. От яркости поверхности Н.А. Карякин переходит к яркости световых лучей [26], определяя ее на основе уравнения световых потоков. При этом основой для анализа светового поля произвольной конфигурации становится луч света, представляющий собой бесконечно тонкую световую трубку, а его энергетической характеристикой – яркость.

Если сравнить результаты, полученные Н.А. Карякиным по трансформации светового поля оптическими системами, с результатами А.А. Гершуна [19] на основе теории светового поля для рассеивающих и поглощающих сред, то они во многом совпадают. В частности, А.А. Гершун дает эквивалентное уравнению световых потоков определение яркости, основанное на понятии меры множества пучка лучей. В этом смысле работы Н.А. Карякина создают теорию светового поля в оптических системах, которая является фундаментом современных методов расчета, основанных на прямой или обратной трассировке лучей [27, 28].

Следующая важная проблема, заставляющая переосмыслить фотометрические понятия – это классическая задача расчета многократных отражений при внутреннем освещении помещений [29]. Развитие компьютерных методов расчета наряду с возможностью создания синтетического изображения проектируемого освещения привело к возникновению нового направления в компьютерной графике [30] – глобальному освещению, развивавшемуся, к сожалению, до последнего времени исключительно за границей [31]. Мун и Спенсер, одни из первых авторов статей по глобальному освещению [32], поняли ограниченность определения яркости поверхности через силу света и попытались преодолеть ее введением новых терминов и понятий [33]: вместо яркости и освещенности поверхности они определили helios и pharosage, соответствующие яркости и освещенности точки светового поля. Несмотря на некоторую тавтологию их рассуждений, центральная идея носит фундаментальный характер: яркость есть внутреннее свойство светового поля, окружающего наблюдателя в пространстве. При исследовании преобразования излучения на границе раздела сред [34, 35] было введено важнейшее понятие двунаправленной функции рассеяния света (BSDF – Bi-directional Scattering Distribution Function), определяющее граничное условие для поля яркости. Нетрудно показать [30], что на самом деле новое понятие эквивалентно стандартному коэффициенту яркости поверхности при направленном освещении, однако здесь важен переход в описании явлений отражения, преломления или рассеяния в терминах поля яркости. В [36] показано, что телесный элементарный угол эквивалентен геометрическому лучу, а, следовательно, яркость есть внутреннее свойство луча геометрической оптики. Все это позволило сегодня говорить о визуализации в компьютерной графике светового поля яркости как функции точки и направления [37].

Наконец последней по перечислению, но не по важности, является проблема фотометрического описания лазерного излучения [20]. Неопределенность лучевого описания частично-когерентных пучков сразу делает неопределенным и применимость фотометрических понятий, хотя на практике лазерные установки широко используются в осветительных, облучательных и сигнальных установках. Вообще говоря, указанная проблема шире и старше: со сложностью фотометрического описания частично-когерентных пучков давно столкнулись при расчетах распределения энергии по изображению в оптических системах [38, 39]. Решающую роль здесь играет отсутствие физической модели светового поля, связи фотометрических понятий с понятиями электродинамики, что приводит к использованию в физической

оптике загадочного понятия интенсивность, вместо стандартных и измеряемых на практике фотометрических величин [38–40]. Модель светового поля как поля яркости все равно остается феноменологической, так как не дает физической картины.

Однако на сегодняшний день физическая модель светового поля существует. Основы ее заложены в соотношении между яркостью светового поля и корреляционной функцией электромагнитного поля [41], физическая концепция дана в [5], а строгое математическое обоснование проведено в [6].

Любая физическая теория поля строится на основе исследования некоторой области пространства пробным зарядом. Так, при определении электрического поля в электростатике вносится малый заряд q и измеряется действующая на него сила $\mathbf{F}$. Далее утверждается, что отношение $\mathbf{E} = \mathbf{F}/q$ не зависит от величины пробного заряда и характеризует само пространство, т.е. поле. Так определяется фундаментальная величина электродинамики – напряженность электрического поля. Отметим, что ее нельзя измерить точно ни в одном эксперименте. Это положение также носит фундаментальный характер. В основе рационального построения теории лежит не экспериментально измеряемая величина, а обобщение значительного числа экспериментов. Аналогично классическая механика строится на несуществующей материальной точке, квантовая механика – на загадочной волновой функции частицы и т.д.

По определению Ш. Фабри [43] фотометрия есть раздел оптики, посвященный энергетике излучений. А.А. Гершун [19] определил световое поле как область пространства, исследуемого с точки зрения процессов переноса энергии. Соответственно, за пробный заряд при определении светового поля лучше всего взять упомянутую ранее «трубку Гершуна» или иначе по Г.В. Розенбергу [5] оптический приемник. Оптический приемник измеряет квадратичную относительно поля $\mathbf{E}$ величину, усредняя ее по пространству и времени, поскольку в оптическом диапазоне любой приемник имеет постоянную времени и геометрические размеры, существенно превышающие период и длину волны электромагнитного поля. Следовательно, все понятия теории светового поля могут быть получены из анализа корреляционной функции поля. Электромагнитное поле является более абстрактным понятием, чем световое поле, поэтому все соотношения для последнего могут быть получены теоретически из электродинамики [5, 6]. В большинстве практических задач этого достаточно, однако для учета квантовых явлений следует обратиться к еще более высокой с точки зрения абстракции теории – квантовой электродинамике [9, 44].

Формулировка уравнения распространения корреляционной функции приводит уравнения Максвелла к системе уравнений Дайсона и Бете-Солпитера [6]. Если допустить, что электромагнитная волна медленно меняется в масштабе длины волны (условие квазиоднородности [6, 41]), то уравнение Бете-Солпитера переходит в уравнение переноса излучения (УПИ) [6]:

$$(\hat{\mathbf{I}}, \nabla)(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) = -\varepsilon(\mathbf{r}) L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) + \frac{\sigma(\mathbf{r})}{4\pi} \oint x(\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}') L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}') d\hat{\mathbf{I}}' + Q(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}), \quad (2)$$

где ε, σ – показатели ослабления и рассеяния; x – индикатриса рассеяния; Q – объемная плотность собственного излучения элементарного объема среды.

При этом получается связь яркости светового поля с корреляционной функцией электромагнитного поля [6, 41]:

$$\Gamma(\mathbf{r}, \rho) = \oint L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) \exp(ik\rho\hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}},$$
$$L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \oint \Gamma(\mathbf{r}, \rho) \exp(-ik\rho\hat{\mathbf{I}}) d^2\rho, \quad (3)$$

где $\Gamma(\mathbf{r}, \rho)$ – корреляционная функция поля; ρ – разностная координата; $\mathbf{r}$ – координата центра тяжести; k – волновое число.

Условие квазиоднородности является условием применимости к описанию электромагнитного поля фотометрических понятий и эквивалентно приближениям геометрической оптики, поэтому в фотометрическом приближении волновое поле заменяется лучевым полем [6]. Следовательно, лучи являются структурной единицей светового поля и как молекулы или атомы формируют вещество. Световое поле можно представить как пространство, каждая точка которого пронизывается лучами всевозможных направлений, а яркость $L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}})$ определяет мощность, переносимую в пространстве каждым лучом. Как в соответствии со сформулированной моделью, так и с учетом (3) объемная плотность мощности $w(\mathbf{r})$ поля выражается в виде

$$w(\mathbf{r}) \equiv \Gamma(\mathbf{r}, \rho)|_{\rho=0} = \oint L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}} \equiv E_0(\mathbf{r}), \quad (4)$$

а вектор плотности потока энергии $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ в виде

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) \equiv \nabla_\rho \Gamma(\mathbf{r}, \rho)|_{\rho=0} = \oint L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}} \equiv E(\mathbf{r}), \quad (5)$$

где $E_0(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – введенные А.А. Гершуном [19] характеристики светового поля: пространственная облученность и световой вектор.

С учетом (5) плотность потока мощности через произвольную площадку с нормалью $\hat{\mathbf{N}}$ выражается формулой

$$\Pi_{\mathbf{N}}(\mathbf{r}) = (\mathbf{H}(\mathbf{r}), \hat{\mathbf{N}}) = \oint L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}})(\hat{\mathbf{N}}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}} = \int\limits_{(\hat{\mathbf{N}}, \hat{\mathbf{I}}) \geq 0} L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}})(\hat{\mathbf{N}}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}} -$$
$$- \int\limits_{(\hat{\mathbf{N}}, \hat{\mathbf{I}}) < 0} L(\mathbf{r}, \mathbf{I})|(\mathbf{N}, \mathbf{I})| d\mathbf{I} \equiv E_+(\mathbf{r}) - E_-(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где $E_\pm(\mathbf{r})$ – облученности площадки сверху и снизу по нормали, что позволяет перейти к определению яркости (1) и приводит к «трубке Гершуна».

Основополагающим уравнением теории светового поля является УПИ (2), которое имеет простую лучевую трактовку: его левая часть

$$(\hat{\mathbf{I}}, \nabla) L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) = \frac{d}{d\zeta} L(\mathbf{r}_0 + \zeta\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}), \quad (7)$$

где ζ – расстояние вдоль луча с направлением $\hat{\mathbf{I}}$, $\mathbf{r}_0$ – произвольная точка на луче, представляет собой изменение яркости на элементе луча, которое складывается из процессов уменьшения за счет ослабления $-\varepsilon L$ и увеличения за счет рассеяния $\frac{\sigma}{4\pi} \oint x(\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}') L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}') d\hat{\mathbf{I}}$ и собственного излучения средой Q. Впервые УПИ было сформулировано О.Д. Хвольсоном [45], однако на Западе принято ссылаться на работы [46, 47]. На сегодня теория переноса представляет собой развитый раздел математической физики [48, 49], а теорети-

ческую фотометрию можно считать ее подразделом. Такая связь может дать многое взаимным обогащением методов двух областей знаний.

В отсутствии рассеяния $\sigma = 0$ и собственного излучения в среде $Q = 0$ УПИ (2) принимает более простой вид:

$$(\hat{\mathbf{I}}, \nabla) L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) = -\varepsilon(\mathbf{r}) L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}), \tag{8}$$

которое с учетом (7) легко интегрируется вдоль луча, что дает известный закон Бугера:

$$L(\mathbf{r}_o + \zeta\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}) = L(\mathbf{r}_o, \hat{\mathbf{I}}) \exp\left(-\int_0^{\zeta} \varepsilon(\mathbf{r}_o + \xi\hat{\mathbf{I}}) d\xi\right), \tag{9}$$

который для однородной среды $\varepsilon \neq \varepsilon(\mathbf{r})$ принимает обычный вид $L = L_o e^{-\varepsilon\zeta}$.

Особенно простое решение УПИ имеет для вакуума ($\varepsilon = 0$):

$$(\hat{\mathbf{I}}, \nabla) L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) = 0 \Rightarrow \forall\zeta\colon L(\mathbf{r}_o + \zeta\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}) = L(\mathbf{r}_o + \zeta\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}), \tag{10}$$

что эквивалентно независимости яркости вдоль луча, известного в средние века закона [50] и позволяющего ограничиться в светотехнике только яркостью поверхности.

Проинтегрируем УПИ (2) по полному телесному углу. Тогда с учетом соотношений

$$\oint (\hat{\mathbf{I}}, \nabla) L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}} = (\nabla, \oint \hat{\mathbf{I}} L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}}) = \operatorname{div} E(\mathbf{r}),$$

$$\varepsilon(\mathbf{r}) \oint L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}} = \varepsilon(\mathbf{r}) E_o(\mathbf{r}),\ q(\mathbf{r}) \equiv \oint Q(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}},$$

$$\oint \frac{\sigma(\mathbf{r})}{4\pi} \oint x(\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}') L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}}' d\hat{\mathbf{I}} = \sigma(\mathbf{r}) \oint x(\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}') d\hat{\mathbf{I}} L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}') d\hat{\mathbf{I}}' =$$

$$= \sigma(\mathbf{r}) \oint L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}} = \sigma(\mathbf{r}) E_o(\mathbf{r}),$$

где в последнем соотношении учтена нормировка индикатрисы рассеяния

$$\frac{1}{4\pi} \oint x(\hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}') \mathrm{d}\hat{\mathbf{I}}' = 1,$$

получим известное уравнение Гершуна-Гуревича-Кубелки-Мунка [21]:

$$\operatorname{div} E(\mathbf{r}) = -\kappa(\mathbf{r}) E_o(\mathbf{r}) + q(\mathbf{r}), \tag{11}$$

где $\kappa = \varepsilon - \sigma$ – показатель поглощения элементарного объема среды.

Уравнение (11) является основополагающим при расчете баланса энергии в плазме [51], однако не может служить в общем случае для определения светового вектора, поскольку для определения векторного поля необходимо знать не только его дивергенцию, но и ротор [52]. В целом уравнение (11) получается интегрированием (2), что ведет к потере информации о пространственном распределении светового поля. Только в частных случаях, когда из общих соображений известна структура поля, с помощью (11) можно найти световой вектор, однако проще воспользоваться прямым интегрированием источников.

Типичная задача светотехники – расчет облученности от выпуклой (без самозатенений) поверхности Σ конечных размеров в точке $\mathbf{r}_o$ на площадке, заданной нормалью $\hat{\mathbf{N}}$, при **заданном** распределении яркости $L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}})$ по Σ. С учетом (6) можно записать

$$E(\mathbf{r}_O) = \int_{(\Omega)} L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}})(\hat{\mathbf{N}}, \hat{\mathbf{I}}) d\hat{\mathbf{I}}, \tag{12}$$

где Ω – телесный угол, под которым наблюдается Σ из точки $\mathbf{r}_o$.

С учетом независимости яркости вдоль луча в вакууме (10) и связи телесного угла с элементом поверхности Σ

$$d\mathbf{I} = \frac{(\hat{\mathbf{N}}_\Sigma, \hat{\mathbf{I}}) d^2\mathbf{r}_0}{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2},$$

где $\hat{\mathbf{N}}_\Sigma$ – нормаль к элементу $d^2\mathbf{r}$ поверхности Σ, можно в (12) перейти от интеграла по телесному углу к интегралу по поверхности

$$E(\mathbf{r}_O) = \int_{(\Sigma)} L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) \frac{(\hat{\mathbf{N}}, \hat{\mathbf{I}})(\hat{\mathbf{N}}_\Sigma, \hat{\mathbf{I}})}{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_o)^2} d^2\mathbf{r}. \tag{13}$$

Если среднее расстояние между Σ и точкой $\mathbf{r}_o$ достаточно велико или, что эквивалентно, телесный угол Ω мал, то по теореме о среднем выражение (13) можно приближенно преобразовать к виду

$$E(\mathbf{r}_o) \approx \frac{(\hat{\mathbf{N}}, \hat{\mathbf{R}})}{\mathbf{R}^2} \int_{(\Sigma)} L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{R}})(\hat{\mathbf{N}}_\Sigma, \hat{\mathbf{R}}) d^2\mathbf{r} \equiv \frac{I(\hat{\mathbf{R}})}{\mathbf{R}^2}(\mathbf{N}, \hat{\mathbf{R}}), \tag{14}$$

где $\mathbf{R}$ – средний вектор от Σ к точке $\mathbf{r}_o$, а величина $\mathrm{I}(\hat{\mathbf{R}})$ – сила света поверхности в направлении $\mathbf{R}$. Выражение (14) вводит понятие силы света для приближенного описания источников света и позволяет в определении фотометрических величин избавиться от несуществующих точечных источников света [53] и устранить нелогичность определения яркости через силу света: если источник точечный, то как можно дифференцировать по его поверхности, если конечный, то где вершина конуса телесного угла.

Как показано в [30] УПИ позволяет легко сформулировать уравнение глобального освещения [54], являющееся основополагающим уравнением при визуализации трехмерных сцен в компьютерной графике:

$$L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) = L_0(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}}) + \\ + \frac{1}{\pi} \int_{(\Sigma)} L(\mathbf{r}', \hat{\mathbf{I}}') \rho(\mathbf{r}; \hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}') F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Theta(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^2r'. \tag{15}$$

где L_0 – яркость поверхности источников излучения; Σ – общая поверхность объектов трехмерной сцены освещения; ρ – коэффициент яркости элемента поверхности при направленном освещении (BSDF); $F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{|(N(\mathbf{r}), (\mathbf{r} - \mathbf{r}'))(N(\mathbf{r}'), (\mathbf{r} - \mathbf{r}'))|}{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^4}$; $\Theta(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – функция видности $\mathbf{r}'$ точки из $\mathbf{r}$, а $\hat{\mathbf{I}}' = \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$.

В случае ламбертовских поверхностей сцены $\rho(\mathbf{r}; \hat{\mathbf{I}}, \hat{\mathbf{I}}') = \rho$ и $L(\mathbf{r}, \mathbf{l}) = \frac{\rho}{\pi} E(\mathbf{r})$ выражение (15) преобразуется к уравнению для освещенности поверхности с учетом многократных отражений:

$$E(\mathbf{r}) = E_o(\mathbf{r}) + \frac{\rho}{\pi} \int_{(\Sigma)} E(\mathbf{r}') F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Theta(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^2r'. \tag{16}$$

Допустим, что поверхность сцены Σ представляет собой параллелепипед из N граней, каждая из которых освещена достаточно равномерно. Тогда (16) можно усреднить по каждой грани:

$$E_i = \frac{1}{s_i}\int\limits_{(\Sigma_i)} E(\mathbf{r})d^2r_i,\ \ E_{\mathrm{o}i} = \frac{1}{s_i}\int\limits_{(\Sigma_i)} E_{\mathrm{o}}(\mathbf{r})d^2r_i,\ i\in\overline{1,N},$$

а выражение (16) запишется в виде системы уравнений:

$$E_i = E_{\mathrm{o}i} + \frac{\rho_i}{\pi}\sum_{j=1}^{N} E_j F_{ji},\ i\in\overline{1,N}, \qquad (17)$$

где $F_{ji} = \frac{1}{s_j}\int\limits_{(\Sigma_j)}\int\limits_{(\Sigma_i)} F(\mathbf{r}_i,\mathbf{r}_j)\Theta(\mathbf{r}_i,\mathbf{r}_j)d^2r_i\,d^2r_j$ – коэффициент использования (иначе, фактор формы или угловой коэффициент [30]); s_j – площадь j-й зоны.

Система уравнений полностью совпадает с известным выражением Мешкова-Епанешникова [29] для расчета осветительных установок. Отметим, что $E_{\mathrm{o}i}$ является освещенностью выбранных в соответствии с квадратурной формулой точек поверхности Σ прямыми лучами от светильников. При фиксированной кривой силы света светильников

$$E_{\mathrm{o}i} = \sum_{k=1}^{M}\gamma_{ki}P_k,$$

где P_k – подводимая мощность к светильнику. Последнее выражение позволяет сформулировать задачу автоматического регулирования мощности светильников для поддержания заданного уровня освещенности в выбранных точках, например при изменении естественного освещения. Однако, более того, полученная связь с точным уравнением (15) дает возможность проанализировать и правильно выбрать параметры установки автоматического регулирования.

Совершенно аналогично как краевая задача теории переноса может формулироваться и задача расчета световых приборов или энергетического расчета оптических систем [55].

Рассмотрим случай излучающей и поглощающей среды без рассеяния. Для простоты рассмотрим случай системы из двухуровневых частиц: 1-го основного и 2-го возбужденного энергетических уровней. Совместная кинетика излучения и частиц для своего описания требует системы из двух уравнений – кинетического уравнения для частиц [11] и УПИ для излучения:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial n_2}{\partial t} = -A_{21}n_2 - w_{21}n_2 + w_{12}n_1 + \int\oint L_\nu(\mathbf{I})\times \\ \times[\varphi_\nu^{12}(\hat{\mathbf{I}})B_{12}n_1 - \varphi_\nu^{21}(\hat{\mathbf{I}})B_{21}n_2]\dfrac{d\hat{\mathbf{I}}}{4\pi}d\nu, \\ (\hat{\mathbf{I}},\nabla)L_\nu(\mathbf{r},\hat{\mathbf{I}}) = -\kappa_\nu(\mathbf{r})L_\nu(\mathbf{r},\hat{\mathbf{I}}) + Q_\nu(\mathbf{r}), \end{cases} \qquad (18)$$

где n_i – концентрация частиц на i-м уровне; A_{21}, B_{21} и B_{12} – коэффициенты Эйнштейна излучательных переходов между уровнями; w_{21} и w_{12} – вероятности безизлучательных переходов; φ^{12} и φ^{21} – индикатрисы излучения и поглощения отдельных частиц; ν – частота излучения. Объемная плотность излучения и показатель поглощения в этом случае имеют вид:

$$Q_\nu = n_2A_{21}h\nu\varphi_\nu,\ \ \kappa_\nu = \frac{h\nu}{4\pi}[n_1B_{12} - n_2B_{21}]\varphi_\nu,$$

где h – постоянная Планка.

Решая УПИ в системе (18) относительно яркости интегрированием вдоль луча и подставляя полученный результат в кинетическое уравнение для частиц, получим известное уравнение Бибермана-Холстейна [56, 57], играющее важную роль при исследовании излучения плазмы:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -A_{21}n_2 - w_{21}n_2 + w_{12}n_1 + \int n_2(\mathbf{r})A_{21}K(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)d^3r', \qquad (19)$$

где $K(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) = \frac{1}{4\pi}\int\kappa_\nu(\mathbf{r}')\varphi_\nu\frac{e^{-\kappa_\nu|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2}d\nu.$

Тем самым, исходя из лучевых представлений и УПИ, мы смогли получить фундаментальные основные соотношения светотехники в области оптики мутных сред, осветительных установок, световых приборов и источников излучения. Следовательно, УПИ – единая концептуальная точка светотехники, аналогично уравнениям Максвелла в электродинамике или Шредингера в квантовой механике. Однако, что более существенно, в нашем построении фигурирует не только математическое уравнение, но и физическая модель светового поля, как пространства, каждая точка которого пронизывается световыми лучами, плотность переносимой мощности которыми есть яркость. Яркость является функцией точки пространства и направления визирования, т.е. световое поле задается в пятимерном фазовом пространстве $(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{I}})$, и каждой точке светового поля всегда задается фотометрическое тело яркости [19]. Такое поле естественно называть диффузным световым полем, а его теорию – фотометрической, а не электромагнитной [5].

Для классиков создания теоретической фотометрии не было никаких сомнений в лучевой природе светового поля. П. Бугер [58] все свои рассуждения строит на терминологии плотности лучей и их количестве. И. Ламберт [59] уже указывает на наличие лучевой и волновой теории, однако сущность его теории сводится к исследованию конусообразных пучков. Любопытно, что открытие Гримальди дифракции света [60] произошло в экспериментах, где он хотел получить минимальный составляющий луч света, для чего делал в опыте все меньшие отверстия. Поэтому для создателей фотометрии главной проблемой было определение «силы света», что удалось экспериментально решить П. Бугеру [58] на основе сравнения источников света. Оставалось ввести эталон, что порождало систему фотометрических величин. Определение Ш. Фабри [43] исследования [5, 6, 19, 41] наполнили световые лучи иным содержанием.

УПИ является линеаризованным вариантом кинетических уравнений и с успехом может применяться не только для излучения, но и для частиц [16, 17]. Одним из наиболее важных требований в математической модели процессов переноса является локальная компактность фазового пространства частиц [61]. В класс физических объектов, отвечающих такому требованию, попадают только допускающие в том или ином приближении классическое описание объекты. Квантовые объекты и волновые поля в этот класс не входят, так как их фазовые пространства свойством локальной компактности не обладают. Требование локальной компактности для электромагнитного поля эквивалентно требованию квазиоднородности поля [6], которое соответствует переходу к приближениям геометрической оптики [5, 6]. Аналогичные приближения в теории многих частиц принято называть кинетическим приближением [11]. Развитие методов решения УПИ дает возможность

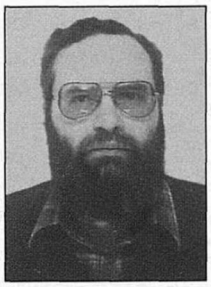
развития для остальных областей и наоборот.

Однако понятие квазиоднородности электромагнитного поля шире понятия полностью некогерентного излучения, и определение яркости через корреляционную функцию (3) открывает возможности для существенного обобщения понятий светового поля. В частности в соответствии с (3) получается обобщенное определение яркости, которая может быть и отрицательной величиной, но интеграл от нее, измеримый оптическим приемником, всегда положителен [6]. Это позволяет учесть некоторые фазовые соотношения поля и открывает возможность исследовать изображения в оптических системах без привлечения волновой оптики, т.е. появляется возможность создания волновой теории светового поля, необходимость которой указывал еще А.А. Гершун [19].

Связь с классической и квантовой электродинамикой позволяет определить область применимости фотометрических понятий и величин, связь светотехнических характеристик материалов с микроструктурой вещества. Для определения произвольного фотометрического соотношения необходимо выписать систему взаимодействия поля с веществом из квантовых или волновых представлений и ввести лучевое приближение.

Сведение описания многообразия светотехнических явлений к концептуальной точке позволяет иначе подойти и к преподаванию курса «Основ светотехники». Наличие наглядной, физически обоснованной, идейно связанной с общефизическими университетскими курсами, модели светового поля существенно упростит их преподавание, хотя и потребует методических изменений.

Список литературы из 61 наименования депонирован в редакции журнала.



Будак Владимир Павлович,
доктор технических наук. Окончил МЭИ в 1981 г. Профессор кафедры «Светотехника» МЭИ

Интерьерное освещение современного загородного особняка

А.М. КУДРЯШОВА, А.Б. МАТВЕЕВ
ООО «Гармония света», МЭИ (ТУ)*

Среди разнообразия осветительных установок внутреннего освещения особое место занимает освещение жилища. Специфика данного вида освещения заключается в том, что оно не только направленно на создание комфортной среды в целом, но и обязательно должно гармонировать с интерьером жилых помещений.

Световой дизайн интерьера – это многоуровневая система из различных осветительных приборов, которая одновременно решает функциональные, эстетические и эмоциональные задачи в соответствии с назначением того или иного помещения. Условно интерьер можно разделить на три составляющие: объем, колористические и фактурные аспекты (отделка стен, мебель) и освещение. С одной стороны, светильники – это художественная часть интерьера. С другой стороны – собственно свет. С его помощью можно подчеркнуть архитектурное решение, расставить акценты или скрыть изъяны, раздвинуть стены, приподнять или, наоборот, опустить потолок. При современной практике нашего жилищного строительства в каждом помещении квартиры, независимо от его назначения и характера оборудования, предусматривается электрический вывод для осветительного прибора, расположенный в центре потолка. Такое решение электрической сети диктует дальнейшее использование освещения в данном помещении.

В современных жилых помещениях все реже встречается так называемая центральная организация интерьера. Более рациональной и удобной является организация отдельных функциональных зон – зоны отдыха, приема пищи, рабочей зоны и т.д. Для освещения каждой зоны должны предусматриваться свои осветительные приборы, действие которых совместно с общим освещением должно обеспечивать нормируемую среднюю освещенность.

Освещение отдельных частей помещений, помимо функциональной роли, облегчающей протекание различных бытовых процессов в квартире, имеет также важное эстетическое значение в связи с воздействием, оказываемым интерьером. Вопрос о подлинно рациональном и в то же время эстетически оформленном освещении жилья очень важен, и его решение полностью зависит от умелого и продуманного сочетания различных приемов освещения.

Данная тема была раскрыта в проекте освещения интерьеров современного коттеджа. В работе рассматривался трехэтажный загородный дом, рассчитанный на проживание семьи, состоящей из четырех человек. Разработка светотехнического проекта велась для 1, 2 и 3 этажей здания,

Коттедж включает 25 помещений, среди которых две детские комнаты, две спальни, гостиная, комната отдыха, кухня-столовая, холлы, подсобные помещения и гараж. Это трехэтажное здание кирпичной конструкции. Размеры здания составляют 15 950 × 19 135 мм. Внутренние перегородки поэлементной сборки из сухой гипсовой штукатурки крепятся на деревянном каркасе.

Наружная отделка представляет собой кирпичные стены. Внутренняя отделка – керамическая плитка, водоэмульсионная краска, паркетная доска, ламинат, гипсокартон, структурные обои, ковролин.

Потолки всех помещений отделаны белым гипсокартонным листом (ГКЛ) с прямой формой кромки $\rho_п = 0,7$, в таких помещениях, как санузлы и кухня – столовая используется влагостойкий ГКЛ.

В гостиной, гостевой, комнате отдыха, в холлах, спальне, кабинете полы покрыты паркетом $\rho_{пола} = 0,3$ и $\rho_{пола} = 0,5$, в санузлах и в кухне – столовой используются керамическая плитка и керамогранит с коэффициентом отражения $\rho_{пола} = 0,3$. Стены помещений отделаны водоэмульсионной краской и ГКЛ с $\rho_с = 0,5$.

* 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д. 14.