

Секция 2

Физические науки

2.1 Оптика

Научная статья

УДК 535.3

ББК 22.343

ГРНТИ 29.31.21

ВАК 1.3.6.

PACS 42.50.Gy

OCIS 190.4870

MSC 78A10

Исследование фотоэлектрических и фотоэлектромагнитных эффектов в мезоскопических системах

К. К. Алтунин  ¹

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», 432071,
Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 6 октября 2025 года

После переработки 7 октября 2025 года

Опубликована 31 декабря 2025 года

Аннотация. Предложена теоретическая модель для описания фотоэлектрических и фотоэлектромагнитных эффектов в мезоскопических системах. Представлены результаты численных расчётов физических характеристик фотоэлектрических и фотоэлектромагнитных эффектов в мезоскопических системах.

Ключевые слова: мезоскопическая система, физика мезоскопических систем, физики твёрдого тела, фотоэлектрический эффект, фотоэлектромагнитный эффект, распространение электромагнитных волн, теоретическая модель, численные расчёты

¹E-mail: kostya_altunin@mail.ru

Введение

Физика мезоскопических систем представляет собой передовое направление физики твёрдого тела и твердотельной электроники, которое исследует уникальные физические свойства мезоскопических систем. Актуальность исследования обусловлена необходимостью развития новых принципов построения оптоэлектронных устройств на основе мезоскопических систем, обладающих уникальными фотоэлектрическими и фотоэлектромагнитными свойствами, перспективными для применения в современной микроэлектронике и наноэлектронике. Актуальность исследования физических свойств мезоскопических систем обусловлена стремительным развитием технологий изготовления мезоскопических систем для наноэлектронных устройств и растущим интересом к мезоскопическим системам в современной наноэлектронике и оптоэлектронике, где понимание фотоэлектрических эффектов критически важно для разработки новых технологий.

Целью работы является теоретической исследование фотоэлектрических и фотоэлектромагнитных эффектов в мезоскопических системах.

Для достижения указанной цели в работе поставлены следующие задачи:

1. написание обзора литературы по исследованиям физических свойств мезоскопических систем,
2. разработка теоретической модели для описания фотоэлектрических и фотоэлектромагнитных эффектов в мезоскопических системах,
3. проведение численных расчётов физических характеристик фотоэлектрических и фотоэлектромагнитных эффектов в мезоскопических системах.

Объектом исследования является мезоскопическая система на основе тонких плёнок с наноточками. Предметом исследования является совокупность фотоэлектрических и фотоэлектромагнитных эффектов, возникающих в мезоскопических системах под действием электромагнитного излучения оптического диапазона.

Методами исследования являются теоретические и численные методы физики мезоскопических систем и структур, методы компьютерного моделирования для симуляции поведения мезоскопических структур на основе численных расчётов физических характеристик мезоскопических систем и структур. Материалами исследования являются мезоскопические материалы, литературные источники по исследованиям мезоскопических материалов.

Научная новизна исследования состоит в том, что впервые проведено комплексное исследование фотоэлектромагнитных эффектов в мезоскопических системах с учётом эффектов в наноточках, разработана оригинальная теоретическая модель, позволяющая прогнозировать фотоэлектрические свойства мезоскопических систем с учётом эффектов в наноточках.

Гипотеза исследования состоит в том, что в мезоскопических системах фотоэлектрические и фотоэлектромагнитные эффекты существенно отличаются от макроскопических аналогов вследствие проявления квантовых размерных эффектов, что приводит к возникновению новых физических явлений и возможностей их практического использования.

Теоретическая значимость научного исследования состоит в том, что происходит пополнение и расширение базы теоретических знаний о фундаментальных механизмах взаимодействия света и магнитных полей с мезоскопическими структурами в физике микроскопических структур и систем, углубление понимания физических процессов в микроскопических системах, мезоскопических системах, что может способствовать развитию физики твёрдого тела и материаловедения.

Практическая значимость научного исследования состоит в возможности применения полученных результатов для создания солнечных батарей с повышенной эффективностью, высокоэффективных фотодетекторов на основе мезоскопических систем, высокочувствительных сенсоров для детектирования слабых электромагнитных полей на основе фотоэлектромагнитных эффектов и оптоэлектронных устройств, работающих в условиях магнитных полей.

Эффект Дембера как фотоэлектрический эффект в мезоскопических системах

Эффект Дембера представляет собой явление возникновения электрического поля и электродвижущей силы в однородном полупроводнике при его неравномерном освещении. Эффект Дембера обусловлен различием подвижностей электронов и дырок в полупроводнике. Эффект Дембера в анизотропных средах характеризуется генерацией переходного бокового фотонапряжения в гетеропереходах, что отличается от обычного поведения полупроводников. В статье [1] были обнаружены значительные боковые фотонапряжения при неоднородном лазерном облучении, что указывает на то, что эффект Дембера может проявляться более заметно в анизотропных материалах по сравнению с изотропными. На это явление влияют анизотропные свойства среды, которые влияют на распространение электромагнитных волн и взаимодействие спиновых волн, как видно из зависимости частоты от вектора распространения в анизотропных спин-волновых спектрах [2, 3]. В статье [2] измерен вклад в ширину линии ферромагнитного резонанса от рассеяния спиновой волны в зависимости от частоты и ориентации в образцах монокристаллов. В статье [2] рассматривается анизотропия спектра спиновых волн и её влияние на ширину линии ферромагнитного резонанса в таких материалах, как иттриевый железный гранат. В статье [3] рассматривается распространение электромагнитных волн, включая математические выводы и решения в анизотропных и магнитодиэлектрических средах. Кроме того, пьезотермоэлектрические эффекты в анизотропных средах дополнительно иллюстрируют, как напряжение и деформация могут изменять термоэлектрические свойства, подчеркивая сложное взаимодействие между анизотропией и электронным поведением [4]. В статье [4] влияние напряжения и деформации на термоэлектрические эффекты обобщается для анизотропных сред, что приводит к развитию пьезотермоэлектрической и эластотермоэлектрической мощности, теплового эффекта Пельтье и теплового эффекта Томсона, которые являются тензорными свойствами четвёртого ранга. В статье [4] рассматриваются обобщённые эффекты напряжения и деформации на термоэлектрические свойства, включая пьезотермоэлектрические и эластотермоэлектрические эффекты. В работе [5] рассматривается двойное лучепреломление или двупреломление, когда в кристалле образуются две различные преломлённые волны, а волновые векторы преломленной и отражённой волн лежат в плоскости падения. В работе [5] рассматриваются свойства электромагнитных волн в анизотропных средах, включая двупреломление и влияние электрических и магнитных полей на оптическую симметрию. В статье [6] проведено теоретическое исследование фотонапряжения, возникающего в изолированных кристаллах типа CdS, возбуждаемых сильно поглощаемым излучением, с учётом захваченных электронов и захваченных дырок в дополнение к свободным электронам. В статье [6] обсуждается эффект Дембера в изолированных кристаллах типа CdS, с упором на фотонапряжение, возникающее из-за неоднородного поглощения. В статье [7] обсуждается латеральный фотоэффект Дембера в графене, который, несмотря на свою электронно-дырочную симметрию, демонстрирует сильную генерацию фототока из-за неравновесной динамики горячих носителей заряда, подчёркивая важность асимметрии подвижности в анизотропных средах для генерации фототока. Таким образом, эффект Дембера в анизотропных средах подчёркивает уни-

кальные электрические характеристики, которые вытекают из их структурных свойств.

Рассмотрим анизотропную полупроводниковую мезоскопическую структуру, помещённую в электрическом поле. Основные уравнения, описывающие процесс, имеют вид:

$$\mathbf{j}_n = qn\mu_n (\mathbf{E} + \mathbf{v}_n \times \mathbf{B}) , \quad (1)$$

$$\mathbf{j}_p = qp\mu_p (\mathbf{E} + \mathbf{v}_p \times \mathbf{B}) , \quad (2)$$

где \mathbf{j}_n – плотность тока электронов, \mathbf{j}_p – плотность тока дырок, q – элементарный заряд, n – концентрация электронов, p – концентрация дырок, μ_n – подвижность электронов, μ_p – подвижность дырок, \mathbf{E} – напряжённость электрического поля, \mathbf{B} – индукция магнитного поля, \mathbf{v}_n – скорость электронов, \mathbf{v}_p – скорость дырок.

В анизотропных мезоскопических структурах тензор подвижности имеет вид:

$$\mu_{ij} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (3)$$

где μ_{ij} – компоненты тензора подвижности.

Уравнения непрерывности для электронов и дырок имеют вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_n = R_n , \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_p = R_p , \quad (5)$$

где R_n и R_p – скорости генерации и рекомбинации.

Потенциал в мезоскопической структуре описывается уравнением Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{q}{\epsilon} (p - n + N_d - N_a) , \quad (6)$$

где φ – электрический потенциал, ϵ – диэлектрическая проницаемость, N_d – концентрация доноров, N_a – концентрация акцепторов.

На границах мезоскопической структуры введём граничные условия:

$$\mathbf{j}_n \cdot \mathbf{n} = 0 , \quad (7)$$

$$\mathbf{j}_p \cdot \mathbf{n} = 0 , \quad (8)$$

где \mathbf{n} – вектор нормали к поверхности.

Используя метод функции Грина, для скалярного потенциала электрических зарядов в мезоскопической системе получаем:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') d^3 r' , \quad (9)$$

где $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – функция Грина, а $\rho(\mathbf{r}')$ – объёмная плотность электрического заряда.

Для компонент тензора проводимости мезоскопической системы имеем:

$$\sigma_{ij} = q (\mu_n n_{ij} + \mu_p p_{ij}) , \quad (10)$$

где n_{ij} и p_{ij} – компоненты тензоров концентраций носителей.

Для описания эффекта Дембера в анизотропной мезоскопической среде введём дифференциальную проводимость, которая определяется выражением:

$$\Delta\sigma_{ij} = q (\mu_n \Delta n_{ij} + \mu_p \Delta p_{ij}) , \quad (11)$$

где Δn_{ij} и Δp_{ij} – изменения концентраций при освещении.

Поток носителей заряда имеет вид:

$$\mathbf{J} = -q (\mu_n \mathbf{D}_n + \mu_p \mathbf{D}_p) , \quad (12)$$

где \mathbf{D}_n и \mathbf{D}_p – градиенты концентраций электронов и дырок.

Электродвижущая сила определяется выражением:

$$\mathcal{E} = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \int \nabla \varphi \cdot d\mathbf{l} , \quad (13)$$

где интегрирование производится по контуру образца.

Коэффициент анизотропии определяется как:

$$A = \frac{\mu_{max} - \mu_{min}}{\mu_{max} + \mu_{min}} , \quad (14)$$

где μ_{max} и μ_{min} – максимальные и минимальные значения подвижности.

В магнитном поле эффект Дембера модифицируется:

$$\mathbf{E}_{Hall} = \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{\mu} , \quad (15)$$

где \mathbf{E}_{Hall} – холловское поле.

Эффект Кикоина–Носкова как фотоэлектромагнитный эффект в мезоскопических системах

Эффект Кикоина–Носкова или фотоэлектромагнитный эффект обусловлен возникновением электрического поля в освещённом полупроводнике, помещённом в магнитное поле, при освещении его сильно поглощаемым светом. Эффект открыт советскими физиками И. К. Кикоиным и М. М. Носковым в 1933 году. Эффект Кикоина–Носкова представляет собой фотоэлектромагнитный эффект, при котором в полупроводнике, помещённом в магнитное поле, возникает электродвижущая сила при освещении образца даже при отсутствии электрического тока. Эффект Кикоина–Носкова аналогичен поперечному эффекту Нернста–Эттингсгаузена.

Эффект Кикоина–Носкова в анизотропных средах относится к изменению характеристик распространения волн из-за присущей среде анизотропии. В магнитных материалах анизотропия приводит к снятию вырождения в частотах спиновых волн, влияя на ширину линий ферромагнитного резонанса в зависимости от направления распространения [2]. Кроме того, динамика энергии перегибов в анизотропных средах подчёркивает значительный вклад упругой и основной энергии, подчеркивая сложность, вносимую анизотропными взаимодействиями [8]. Энергия пары перегибов рассчитывается путём аппроксимации конфигурации кусочно-прямолинейными сегментами и минимизации полной энергии относительно геометрических параметров, как обсуждается в работе [8], а выражение для упругой энергии включает все члены взаимодействия между различными сегментами и полностью учитывает анизотропию. В электромагнитных приложениях спроектированные анизотропные среды могут улучшить производительность устройств за счёт уникальных свойств распространения, таких как двулучепреломление и эффективные показатели преломления [3]. Наконец, распространение поляризованного света в анизотропных средах с увеличением показывает, как анизотропное усиление влияет на динамику волн, что ещё раз иллюстрирует многогранную природу анизотропных эффектов [9].

Рассмотрим анизотропную полупроводниковую мезоскопическую структуру, помещённую в магнитном поле с магнитной индукцией \mathbf{B} .

$$\mathbf{B} = B_x \mathbf{n}_x + B_y \mathbf{n}_y + B_z \mathbf{n}_z , \quad (16)$$

где B_x, B_y, B_z – декартовы проекции магнитного поля.

Запишем основные уравнения, используемые для описания физических процессов с учётом эффекта Кикоина–Носкова в анизотропных средах.

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) , \quad (17)$$

где σ – тензор проводимости, \mathbf{v} – скорость носителей заряда.

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \sigma_{xy} \mathbf{B} \quad (18)$$

где σ_{xy} – холловская проводимость.

С учётом анизотропии среды запишем тензор

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} . \quad (19)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{ne^2}{m} \frac{B}{\omega_c^2 + \gamma^2} , \quad (20)$$

где n – концентрация носителей, e – заряд электрона, m – эффективная масса носителей заряда, ω_c – циклотронная частота, γ – коэффициент затухания.

Запишем уравнение для нахождения электродвижущей силы

$$\mathcal{E}_{FEM} = \alpha B \Phi , \quad (21)$$

где \mathcal{E}_{FEM} – электродвижущая сила эффекта Кикоина–Носкова, α – коэффициент пропорциональности, Φ – поток излучения.

Анизотропия чётного эффекта Кикоина–Носкова

$$\mathcal{E}_{FEM}^{(2)} = \beta B^2 \Phi , \quad (22)$$

где β – коэффициент анизотропии.

Фотомагнитомеханический эффект описывается формулой намагниченности

$$M = \mu_0 \chi H , \quad (23)$$

где M – намагниченность, χ – магнитная восприимчивость.

Кинетические уравнения запишем в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_v f = I[f] , \quad (24)$$

где f – функция распределения, $I[f]$ – интеграл столкновений.

Эффекты деформации опишем компонентами тензора

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (25)$$

где C_{ijkl} – тензор упругости, ε_{kl} – тензор деформации.

Здесь были исследованы физические характеристики эффекта Кикоина–Носкова в анизотропных полупроводниковых структурах. Установлена зависимость электродвижущей силы от величины магнитного поля и температуры. Обнаружена анизотропия чётного эффекта Кикоина–Носкова.

Результаты численных расчётов физических характеристик мезоскопических систем с учётом эффектов Дембера и Кикоина–Носкова

Рассмотрим мезоскопическую систему, состоящую из массива наноточек в полупроводниковой матрице, которая находится во внешнем магнитном поле.

Интенсивность излучения мезоскопической системы из массива магнитных наноточек в полупроводниковой матрице находится по формуле

$$I(\hbar\omega) = AN(E_F - E_g^{\text{eff}}) \left(\frac{\hbar\omega - eU_D}{\exp\left(\frac{\hbar\omega - eU_D}{mk_B T}\right)} + \frac{\hbar\omega - eU_{KN}}{\exp\left(\frac{\hbar\omega - eU_{KN}}{mk_B T}\right)} \right), \quad (26)$$

где ω – циклическая частота излучения, \hbar – постоянная Планка, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, $m = m_c^*/m_{cv}^*$, E_F – энергия Ферми, E_g^{eff} – эффективная ширина запрещённой зоны полупроводниковой матрицы, N – концентрация наноточек в образце. Для выбранной полупроводниковой матрицы эффективные массы носителей заряда равны $m_c^* = 1.08m_e$, $m_v^* = 0.60m_e$, где m_e – масса свободного электрона.

Приведённую эффективную массу можно найти из выражения

$$\frac{1}{m_{cv}^*} = \frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_v^*}, \quad (27)$$

из которого получаем

$$m_{cv}^* = \frac{m_c^* m_v^*}{m_c^* + m_v^*}. \quad (28)$$

Эффективная ширина запрещённой зоны для материала мезоскопической системы вычисляется по формуле

$$E_g^{\text{eff}}(T) = E_{g0} - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} + \frac{\hbar^2 \xi_n^2}{8m_R r_0^2}, \quad (29)$$

где E_{g0} – ширина запрещённой зоны при $T = 0$ К, ξ_n^2 – нули функции Бесселя, r_0 – радиус наноточки. Для кремния $E_{g0} = 1.17$ эВ, $\alpha = 12.8 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, $\beta = 636$ К, $m_c^* = 1.08m_e$, $m_v^* = 0.60m_e$.

В компьютерной программе можно изменять материал полупроводниковой матрицы мезоскопической системы, изменяя параметры E_{g0} , α , β .

Найдём напряжение с учётом эффекта Дембера по следующей формуле

$$\begin{aligned} U_D = -\frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+2} \int_0^\ell \frac{d\Delta\sigma}{\sigma} &= \frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+2} \ln \frac{\sigma(0)}{\sigma(\ell)} = \\ &= \frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+2} \ln \left| 1 + \frac{(b+1)\Delta n}{bn_0 + p_0} \right|, \end{aligned} \quad (30)$$

где $b = \mu_n/\mu_p$. Тогда энергия с учётом эффекта Дембера

$$E_D = eU_D = k_B T \frac{b-1}{b+2} \ln \left| 1 + \frac{(b+1)\Delta n}{bn_0 + p_0} \right|. \quad (31)$$

Скалярные потенциалы электронов и дырок в мезоскопической структуре с учётом фотоэлектромагнитного эффекта находятся из соотношений:

$$\varphi_n = -\mu_n^H B, \quad (32)$$

$$\varphi_p = -\mu_p^H B. \quad (33)$$

Используя выражения скалярных потенциалов электронов и дырок в мезоскопической структуре находим полную проводимость образца

$$\sigma = \frac{b\ell}{a}\sigma_0 + \frac{b}{a} \int_0^{\ell} \Delta\sigma dx = \frac{b\ell}{a}\sigma_0 + \frac{eb}{a} (\mu_n + \mu_p) \int_0^{\ell} \Delta n d\ell , \quad (34)$$

где a – размер образца по оси y .

Найдём напряжение с учётом фотоэлектромагнитного эффекта Кикоина–Носкова по формуле

$$U_{KN} = eraDB \frac{(\mu_n + \mu_p) (\Delta n(0) - \Delta n(\ell))}{\ell \sigma_0 + e (\mu_n + \mu_p) \int_0^{\ell} \Delta n d\ell} , \quad (35)$$

где σ_0 – проводимость в темноте, r – Холл-фактор, зависящий от механизма рассеяния, Δn и Δp – концентрации избыточных носителей заряда.

В настоящей работе была разработана компьютерная программа, позволяющая вычислять физические характеристики мезоскопических систем, находящихся во внешнем магнитном поле.

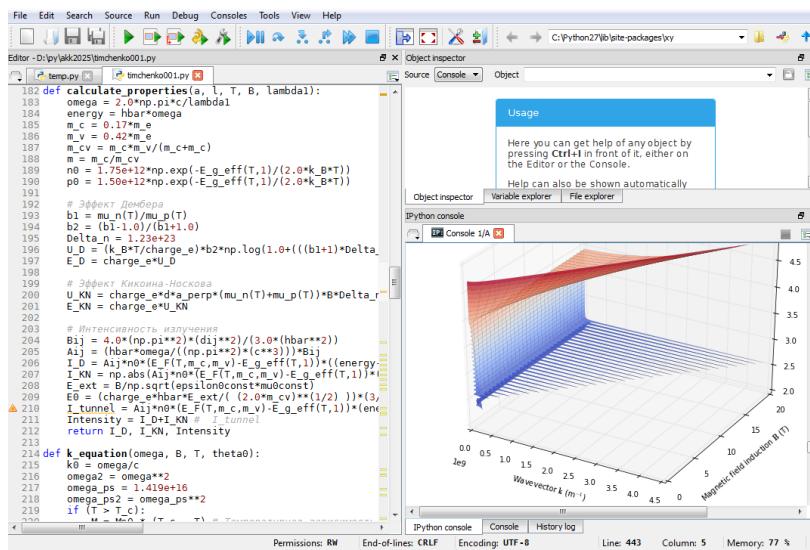


Рис. 1. Фрагмент компьютерной программы для расчёта физических характеристик мезоскопических систем

На рис. 1 приведено изображение фрагмента компьютерной программы для расчёта физических характеристик мезоскопических систем.

На рис. 2 приведено изображение дисперсионной зависимости для мезоскопической структуры с магнитными наночками при температуре а) $T = 300$ К, б) $T = 350$ К. Фактор заполнения образца магнитными наночками $f_1 = 3\%$. Диаметр наночки равен $d = 20$ нм. В мезоскопической структуре период массива магнитных наночек равен $a = 60$ нм.

На рис. 3 приведено изображение дисперсионной зависимости для мезоскопической структуры с магнитными наночками при температуре а) $T = 400$ К, б) $T = 500$ К. Фактор заполнения образца магнитными наночками $f_1 = 3\%$. Диаметр наночки равен $d = 20$ нм. В мезоскопической структуре период массива магнитных наночек равен $a = 60$ нм.

На рис. 4 приведён график зависимости интенсивности излучения активной мезоскопической структуры с магнитными наночками от длины волны излучения и индукции магнитного поля при температуре а) $T = 300$ К, б) $T = 350$ К. Фактор заполнения

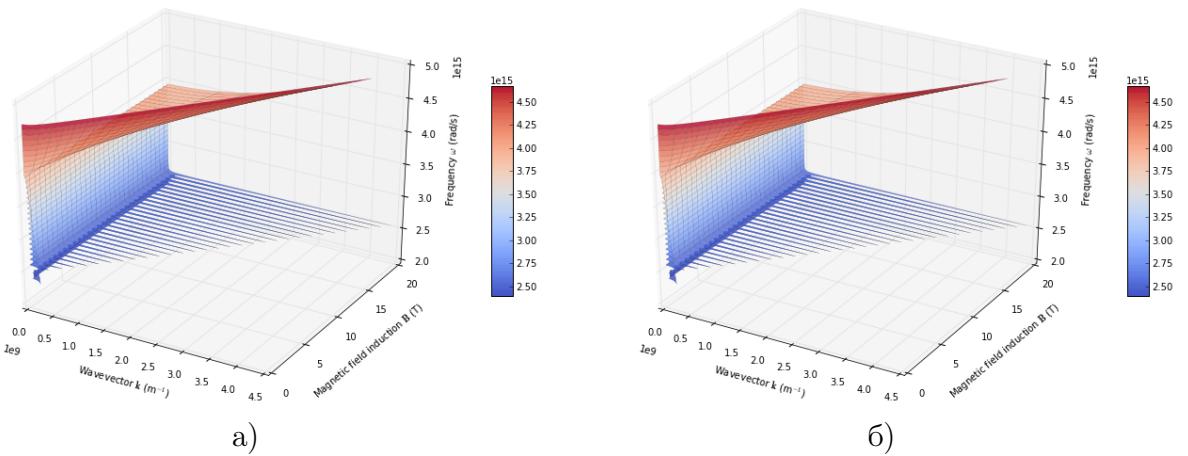


Рис. 2. Дисперсионная зависимость $\omega = \omega(\mathbf{k}, \mathbf{B})$ для мезоскопической структуры с магнитными наноточками при температуре а) $T = 300\text{ K}$, б) $T = 350\text{ K}$. Фактор заполнения образца магнитными наноточками $f_1 = 3\%$. Диаметр наноточки равен $d = 20\text{ нм}$. В мезоскопической структуре период массива магнитных наноточек равен $a = 60\text{ нм}$

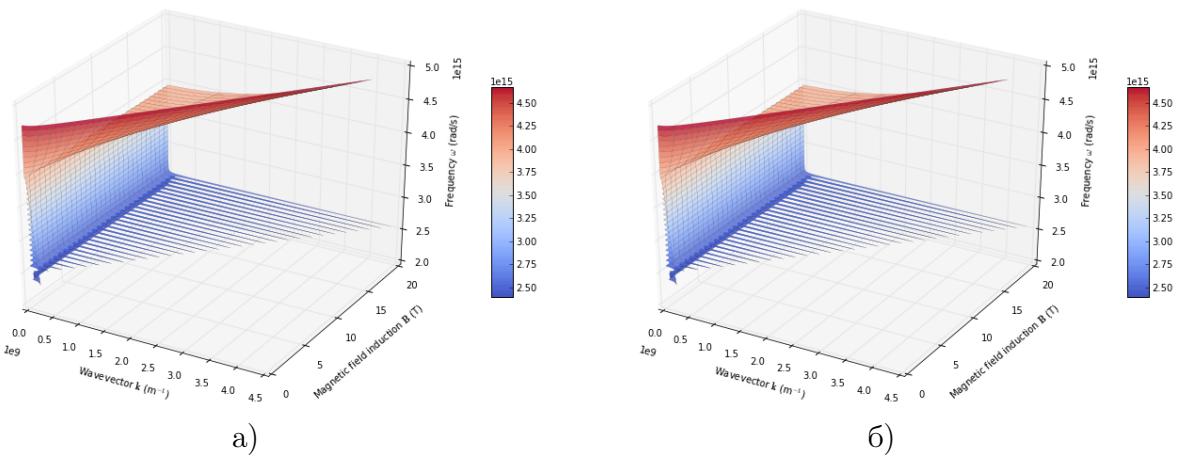


Рис. 3. Дисперсионная зависимость $\omega = \omega(\mathbf{k}, \mathbf{B})$ для мезоскопической структуры с магнитными наноточками при температуре а) $T = 400\text{ K}$, б) $T = 500\text{ K}$. Фактор заполнения образца магнитными наноточками $f_1 = 3\%$. Диаметр наноточки равен $d = 20\text{ нм}$. В мезоскопической структуре период массива магнитных наноточек равен $a = 60\text{ нм}$

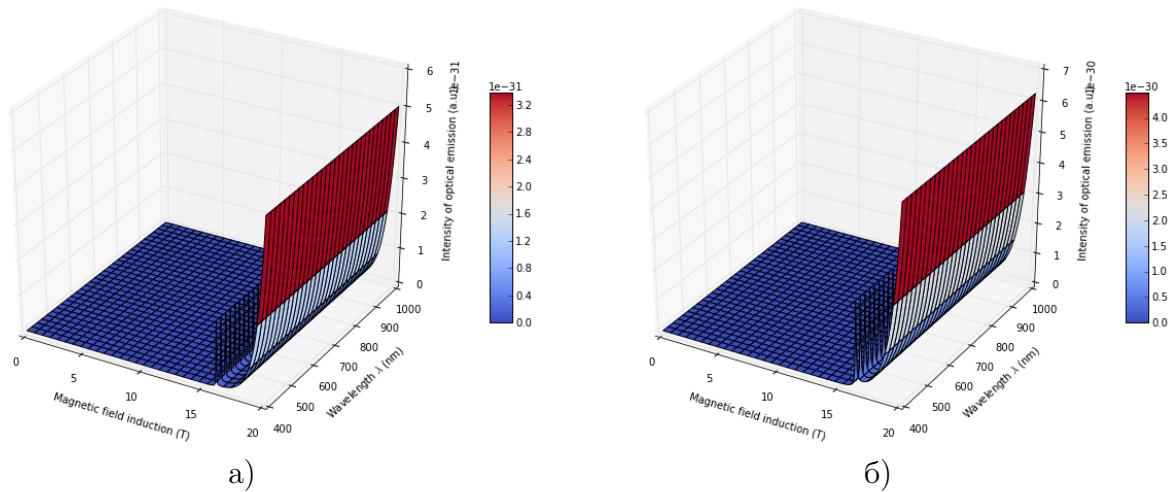


Рис. 4. Интенсивность излучения активной мезоскопической структуры с магнитными наноточками от длины волны излучения и индукции магнитного поля при температуре а) $T = 300$ К, б) $T = 350$ К. Фактор заполнения образца магнитными наноточками $f_1 = 3\%$. Диаметр наноточки равен $d = 20$ нм. В мезоскопической структуре период массива магнитных наноточек равен $a = 60$ нм

образца магнитными наноточками $f_1 = 3\%$. Диаметр наноточки равен $d = 20$ нм. В мезоскопической структуре период массива магнитных наноточек равен $a = 60$ нм.

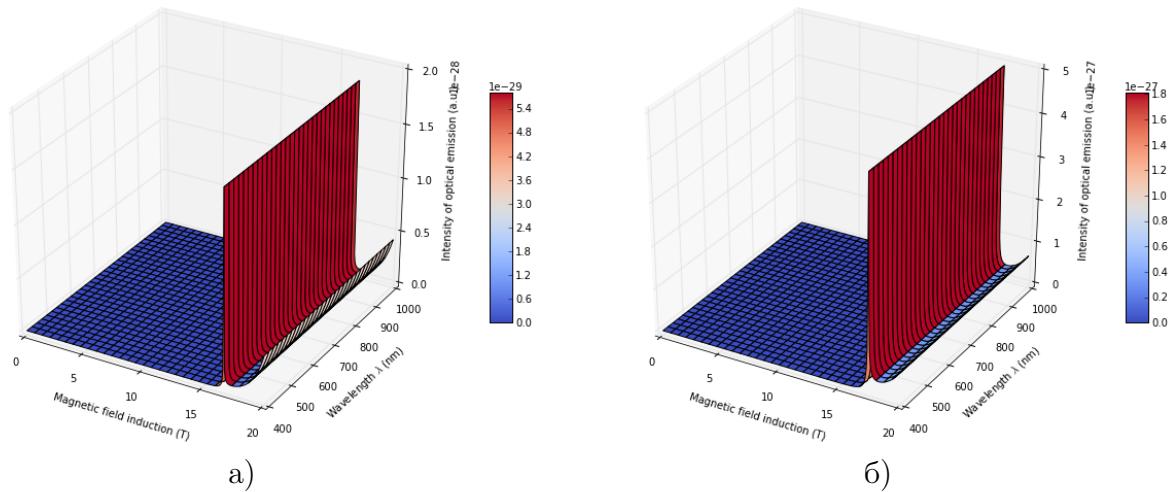


Рис. 5. Интенсивность излучения активной мезоскопической структуры с магнитными наноточками от длины волны излучения и индукции магнитного поля при температуре а) $T = 400$ К, б) $T = 500$ К. Фактор заполнения образца магнитными наноточками $f_1 = 3\%$. Диаметр наноточки равен $d = 20$ нм. В мезоскопической структуре период массива магнитных наноточек равен $a = 60$ нм

На рис. 5 приведён график зависимости интенсивности излучения мезоскопической структуры с наноточками от длины волны излучения и индукции магнитного поля при температуре а) $T = 400$ К, б) $T = 500$ К. Фактор заполнения образца наноточками $f_1 = 3\%$. Диаметр наноточки равен $d = 20$ нм. В мезоскопической структуре период массива наноточек равен $a = 60$ нм.

Проведённые численные расчёты позволили построить графики зависимостей интенсивности излучения и волнового вектора массива наноточек в активных мезоскопи-

ческих системах от длины волны излучения и индукции магнитного поля.

Заключение

Физика мезоскопических систем открывает новые горизонты для разработки высокоеффективных электронных устройств на основе мезоскопических систем, которые могут значительно улучшить производительность и функциональность электронных устройств.

Выводы по работе можно сформулировать следующим образом:

1. выполненный всесторонний анализ научной литературы показал актуальность исследования физических свойств мезоскопических систем,
2. разработанная теоретическая модель позволяет адекватно описывать физические процессы в мезоскопических системах,
3. в результате численных расчётов получены графики зависимостей физических характеристик мезоскопических систем от длины волны излучения и индукции магнитного поля.

Задачи работы решены полностью.

Гипотеза исследования, состоящая в том, что в мезоскопических системах фотоэлектрические и фотоэлектромагнитные эффекты существенно отличаются от макроскопических аналогов вследствие проявления квантовых размерных эффектов, что приводит к возникновению новых физических явлений и возможностей их практического использования, подтверждена полностью.

Список использованных источников

1. Dember effect induced photovoltage in perovskite p-n heterojunctions / Kui-Juan Jin [et al.] // Applied physics letters. — 2007. — aug. — Vol. 91, no. 8. — URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2772772>.
2. Muller M. W., Buffler C. R. Anisotropy of the spin-wave spectrum // Journal of applied physics. — 1961. — mar. — Vol. 32, no. 3. — P. S152–S154. — URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2000383>.
3. Mitchell Gregory. Anisotropic propagation of electromagnetic waves // Antennas and wave propagation. — InTech, 2018. — sep. — ISBN: 9781789236255. — URL: <http://dx.doi.org/10.5772/INTECHOPEN.75123>.
4. Tinder R. F. Piezothermoelectric effects in anisotropic media // Journal of applied physics. — 1972. — jun. — Vol. 43, no. 6. — P. 2522–2529. — URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1661554>.
5. Landau L. D., Lifshitz E. M. Electromagnetic waves in anisotropic media. — Elsevier, 1984. — P. 331–357. — ISBN: 9780080302751. — URL: <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-08-030275-1.50017-5>.
6. Goldman S. Robert, Kalikstein Kalman, Kramer Bernard. Dember-effect theory // Journal of applied physics. — 1978. — may. — Vol. 49, no. 5. — P. 2849–2854. — URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.325166>.
7. Ultrafast lateral photo-Dember effect in graphene induced by nonequilibrium hot carrier dynamics / Chang-Hua Liu [et al.] // Nano letters. — 2015. — may. — Vol. 15, no. 6. — P. 4234–4239. — URL: <http://dx.doi.org/10.1021/ACS.NANO lett.5B01912>.

8. Schoeck G., Puschl W. The kink energy in anisotropic media // Physica status solidi (b). — 1987. — nov. — Vol. 144, no. 1. — P. 105–114. — URL: <http://dx.doi.org/10.1002/PSSB.2221440109>.
9. Hovakimyan H. H., Aslanyan L. S., Aivazyan A. E. Polarized light in a weakly inhomogeneous anisotropic media with amplification // Journal of contemporary physics (Armenian academy of sciences). — 2020. — apr. — Vol. 55, no. 2. — P. 123–130. — URL: <http://dx.doi.org/10.3103/S1068337220020103>.

Сведения об авторах:

Константин Константинович Алтунин — кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры физики и технических дисциплин ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», Ульяновск, Россия.

E-mail: kostya_altunin@mail.ru

ORCID iD  0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

IstinaResearcherID  66185348

Original article
 PACS 42.50.Gy
 OCIS 190.4870
 MSC 78A10

Investigation of photoelectric and photoelectromagnetic effects in mesoscopic systems

K. K. Altunin 

Ulyanovsk State Pedagogical University, 432071, Ulyanovsk, Russia

Submitted October 6, 2025
 Resubmitted October 7, 2025
 Published December 31, 2025

Abstract. A theoretical model for describing photoelectric and photoelectromagnetic effects in mesoscopic systems is proposed. Results of numerical calculations of the physical characteristics of photoelectric and photoelectromagnetic effects in mesoscopic systems are presented.

Keywords: mesoscopic system, physics of mesoscopic systems, solid state physics, photoelectric effect, photoelectromagnetic effect, propagation of electromagnetic waves, theoretical model, numerical calculations

References

1. Dember effect induced photovoltage in perovskite p-n heterojunctions / Kui-Juan Jin [et al.] // Applied physics letters.— 2007.— aug.— Vol. 91, no. 8.— URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2772772>.
2. Muller M. W., Buffler C. R. Anisotropy of the spin-wave spectrum // Journal of applied physics.— 1961.— mar.— Vol. 32, no. 3.— P. S152–S154.— URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2000383>.
3. Mitchell Gregory. Anisotropic propagation of electromagnetic waves // Antennas and wave propagation.— InTech, 2018.— sep.— ISBN: 9781789236255.— URL: <http://dx.doi.org/10.5772/INTECHOPEN.75123>.
4. Tinder R. F. Piezothermoelectric effects in anisotropic media // Journal of applied physics.— 1972.— jun.— Vol. 43, no. 6.— P. 2522–2529.— URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1661554>.
5. Landau L. D., Lifshitz E. M. Electromagnetic waves in anisotropic media.— Elsevier, 1984.— P. 331–357.— ISBN: 9780080302751.— URL: <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-08-030275-1.50017-5>.
6. Goldman S. Robert, Kalikstein Kalman, Kramer Bernard. Dember-effect theory // Journal of applied physics.— 1978.— may.— Vol. 49, no. 5.— P. 2849–2854.— URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.325166>.

7. Ultrafast lateral photo-Dember effect in graphene induced by nonequilibrium hot carrier dynamics / Chang-Hua Liu [et al.] // Nano letters. — 2015. — may. — Vol. 15, no. 6. — P. 4234–4239. — URL: <http://dx.doi.org/10.1021/ACS.NANO lett.5B01912>.
8. Schoeck G., Puschl W. The kink energy in anisotropic media // Physica status solidi (b). — 1987. — nov. — Vol. 144, no. 1. — P. 105–114. — URL: <http://dx.doi.org/10.1002/PSSB.2221440109>.
9. Hovakimyan H. H., Aslanyan L. S., Aivazyan A. E. Polarized light in a weakly inhomogeneous anisotropic media with amplification // Journal of contemporary physics (Armenian academy of sciences). — 2020. — apr. — Vol. 55, no. 2. — P. 123–130. — URL: <http://dx.doi.org/10.3103/S1068337220020103>.

Information about authors:

Konstantin Konstantinovich Altunin — PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor, Associate Professor of the Department of Physics and Technical Disciplines of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Ulyanovsk State Pedagogical University”, Ulyanovsk, Russia.

E-mail: kostya.altunin@mail.ru

ORCID iD  0000-0002-0725-9416

Web of Science ResearcherID  I-5739-2014

SCOPUS ID  57201126207

IstinaResearcherID  66185348