

	$\frac{ A_{01}^{+-} ^2}{ A_{01}^{00} ^2}$	$\frac{ A_{+-}^{+-} ^2}{ A_{02}^{000} ^2}$	$\frac{ A_{+-}^{\infty+} ^2}{ A_{+-}^{+-} ^2}$
Теоретические	2,43	1,62	0,246
Экспериментальные	$2,20 \pm 0,10$	$1,69 \pm 0,09$	$0,246 \pm 0,010$

	$\frac{ A_{+-}^{0+-} ^2}{ A_{1}^{00+} ^2}$	$\frac{ A_{02}^{00} ^2}{ A_{01}^{00} ^2}$	$\frac{ A_{01}^{0+-} ^2}{ A_{02}^{0+-} ^2}$	$\frac{ A_{01}^{000} ^2}{ A_{02}^{000} ^2}$
Теоретические	1,71	$1,91 \cdot 10^{-3}$	$1,91 \cdot 10^{-3}$	$1,91 \cdot 10^{-3}$
Экспериментальные	$1,74 \pm 0,13$?	?	?

Автор выражает благодарность проф. Д. Д. Иваненко и доктору Д. Ф. Курдгеладзе за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басьюни А., Курдгеладзе Д. «Ядерная физика», 8, 151, 1968; 9, 432, 1969.
2. Таблица Розенфельда. Rev. Mod. Phys. January, 1969.

Поступила в редакцию
22.9 1970 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.293.011.25

В. В. АРСЕНЬЕВ, М. М. БАСОВ, В. С. ДНЕПРОВСКИЙ,
Д. Н. КЛЫШКО, В. У. ХАТТАТОВ

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В CdS

Применение лазера на неодимовом стекле, работающего в режиме синхронизации мод, позволяет измерять время жизни неравновесных трехфотонно возбужденных носителей в сульфиде кадмия. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение лазера, представляющее собой цуг импульсов (~ 20), длительностью $\tau = 3 \cdot 10^{-12}$ сек, разделенных временным интервалом $t = 8 \cdot 10^{-9}$ сек, направлялось на исследуемый кристалл CdS (6). Измерялось поглощение зондирующего луча (II) в кристалле CdS при различных временах запаздывания (T) относительно возбуждающего луча лазера (I). Время T можно было изменять за счет передвижения призмы (9). Направление распространения зондирующего и возбуждающего лучей в кристалле практически совпадало. На рис. 2 приведен график зависимости интенсивности поглощения света (луч II) от длины оптической линии задержки (или времени T).

Интенсивность света зондирующего луча, прошедшая через кристалл:

$$I_{\text{пр}} = I_0 e^{-\int_0^l \alpha(z) dz}$$

где I_0 — интенсивность луча II на входе в кристалл, $\alpha(z)$ — коэффициент поглощения на свободных носителях, l — длина кристалла. $I_0 \ll S_0$, где S_0 — интенсивность возбуждающего луча. Коэффициент поглощения на свободных носителях [1]:

$$\alpha(z) = \frac{e_0^3 \lambda^2 n}{\mu m^* c^3 \pi} n_0(z), \quad (2)$$

где $n_0(z) = \tau \frac{\beta_3 S^3(z)}{3\hbar\omega}$ — концентрация неравновесных носителей, длительность импульса

генератора, $\tau \sim 3 \cdot 10^{-12}$ сек $\ll \tau_n$ (можно пренебречь процессами рекомбинации в течение времени τ), β_3 — коэффициент трехтонного поглощения в CdS, $S(z) =$

$$= \frac{S_0}{\sqrt{1 + 2\beta_3 z S_0^2}} \quad [2], \quad e_0, \mu — \text{заряд и подвижность электрона в CdS, } m^* — \text{его эффективная масса, } n — \text{коэффициент преломления кристалла.}$$

Будем считать временем жизни неравновесных носителей при концентрации по-

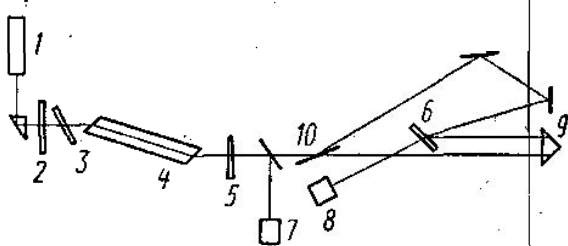


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — газовый лазер, 2 и 5 — диэлектрические зеркала, 3 — кювета с просветляющимся раствором, 4 — неодимовый стержень, 6 — кристалл CdS, 7 и 8 — термопарный калориметр, 9 — призма, 10 — стеклянная пластина

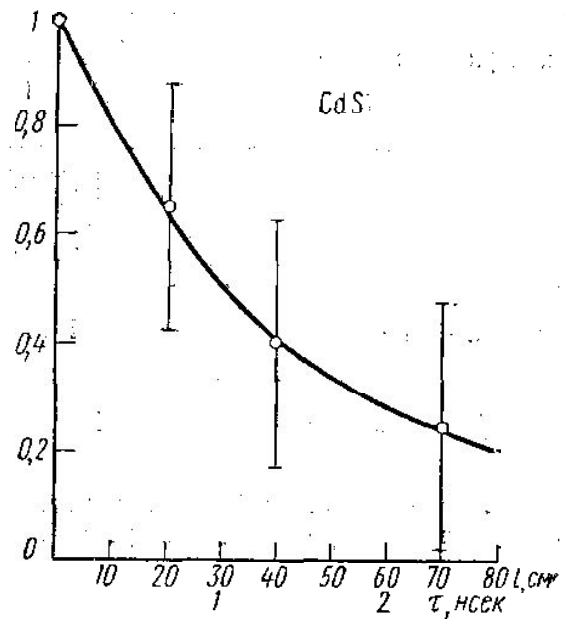


Рис. 2. Изменение поглощения пучка I от времени задержки возбуждающего импульса II

следних \tilde{n}_0 ($\tilde{n}_0 = \frac{1}{l} \int_0^l n_0(z) dz$) время, в течение которого концентрация уменьшится в e раз. В этом случае отношение интенсивностей света, прошедшего через кристалл;

$$\frac{I_{\text{пр}}(T = \tau)}{I_{\text{пр}}(T = 0)} = e^{0,21} \frac{e_0^3 \lambda^2 n \tau S_0}{\mu m^* c^3 \pi \hbar \omega} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 2\beta_3 S_0^2 l}} \right), \quad (3)$$

где $\frac{I_{\text{пр}}(T = \tau)}{I_{\text{пр}}(T = 0)} = 1,52$ при $n = 23$, $\tau = 3 \cdot 10^{-12}$ сек, $S_0 = 15$ Гвт/см², $\mu = 200$ см²/всек,

$m^* = 10^{-28}$ г, $\beta_3 \approx 10^{-2}$ см³/Гвт² [3], $l = 0,1$ см, $\frac{I_{\text{погл}}(T = 0)}{I_{\text{погл}}(T = \tau)} \sim 10$ (в наших

экспериментах $\frac{I_0}{I_{\text{пр}}(T = 0)} \approx 1,6$). Таким образом, время жизни неравновесных носителей в CdS $\tau_n \sim 3 \cdot 10^{-9}$ сек при их концентрации $\tilde{n}_0 \sim 10^{17}$ см⁻³.

Следует отметить, что при таких значениях концентрации неравновесных носителей τ_n должно зависеть от n_0 .

В заключение можно сказать, что предлагаемая в работе методика позволяет измерять времена до 10^{-11} сек, что открывает новые возможности для исследования кинетики неравновесных явлений в различных веществах. В частности, предложенный метод измерения может найти применение для определения времени жизни возбужденных состояний органических красителей и сцинтилляторов.

¹ В наших экспериментах $\tilde{n}_0(z=0)$ отличается от \tilde{n}_0 на 30%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вавилов В. С. Действие излучения на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.
2. Арсеньев В. В., Днепровский В. С., Клышко Д. Н., Пенин А. П. ЖЭТФ, 56, 760, 1969.
3. Арсеньев В. В., Днепровский В. С., Клышко Д. Н., Сысоев Л. А. ЖЭТФ, 60, 114, 1971.

Поступила в редакцию
7.9 1970 г.

Кафедра
волновых процессов

УДК 530.12:531.51

В. А. БАРЫНИН

ОБЩЕКОВАРИАНТНОЕ ОПИСАНИЕ ИНЕРЦИИ В ТРЕХМЕРНОМ ХРОНОМЕТРИЧЕСКИ-ИНВАРИАНТНОМ ДУХМЕТРИЧЕСКОМ ФОРМАЛИЗМЕ

В работе [1] было показано, что в рамках трехмерного хронометрически инвариантного (x и ψ) двухметрического формализма из полного набора x и потенциалов гравитационного поля можно выделить трехмерный x и векторный потенциал V^k , полностью описывающий все явления инерции. Там же, однако лишь при условиях

$$\frac{\partial^* \varepsilon_{ik}}{\partial t} = 0, \quad S_{\mu\nu}^\lambda = 0, \quad (1)$$

ограничивающих выбор пространственной и временной метрик системы отсчета, было получено выражение для трехмерного x и вектора силы инерции и дано определение инерциальной системы отсчета, в которой эта сила обращается в нуль.

Если второе из условий [1] является общековариантным и ограничивает лишь выбор временной метрики τ_α , то первое ограничивает группу допустимых преобразований координат, так как нарушается при переходе к деформируемой системе отсчета.

Для того чтобы иметь возможность описывать явления инерции в любой системе отсчета, введем x и четырехмерную матрицу $M_{\mu\nu}^*$, компоненты которой построены из компонентов трехмерного x и потенциала инерции и компонентов трехмерной x и метрики системы отсчета следующим образом (греческие индексы принимают значения 0, 1, 2, 3, а латинское — 1, 2, 3).

$$M_{00}^* = 1 - \varepsilon_{ik} V^i V^k, \quad M_{k0}^* = M_{0k}^* = \varepsilon_{ik} V^i, \quad M_{ik}^* = -\varepsilon_{ik}.$$

Отметим сходство в строении величин $M_{\mu\nu}^*$ и x и потенциалов гравитационного поля $g_{\mu\nu}^*$ ((2) работы [1]). Действительно, $M_{\mu\nu}^*$ получается из $g_{\mu\nu}^*$ заменой четырехмерного скаляра ψ на 1, а трехмерного x и тензора γ_{ik} на ε_{ik} . Отсюда очевидна тождественность трансформационных свойств $M_{\mu\nu}^*$ и $g_{\mu\nu}^*$. Следовательно, $M_{\mu\nu}^*$ является x и общековариантным тензором (x и четырехмерным тензором будем называть x и величины, полученные из четырехмерного тензора по правилу (8) работы [2]).

Рассмотрим силы, действующие на частицу в гравитационном поле. Уравнения ее движения имеют в D и ∇ -модификациях трехмерного x и двухметрического формализма вид (см. [2] и [3]):

$$\frac{D}{dT} (M\dot{U}^\lambda) = -M\Pi_{\mu\nu}^* \dot{U}^\mu \dot{U}^\nu; \quad \frac{\nabla}{dT} (M\dot{U}^\lambda) = -M P_{\mu\nu}^* \dot{U}^\mu \dot{U}^\nu.$$

Введенная выше величина $M_{\mu\nu}^*$ позволяет правые части этих уравнений, т. е. действующие на частицу силы, расчленить на инвариантные относительно выбора системы отсчета «собственно гравитационные» силы и зависящие от этого выбора фиктивные (определяемые производными от метрик системы отсчета) и реальные (описываемые производными от потенциала инерции) силы инерции. Для этого по формулам