

О ВОЗМОЖНОСТИ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ БЕЗ ДИСПЕРГИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Б. И. Гильман, В. К. Дубрович, С. Л. Либерман

Рассмотрена возможность создания спектрофотометра на базе твердотельных структур с переменной (по координате) шириной запрещенной зоны. Показано, что в таких структурах за счет селективного внутреннего фотоэффекта происходит разделение интегрального потока излучения в однозначном соответствии координата—длина волны. Это дает возможность конструировать спектрофотометры без дополнительных диспергирующих элементов на входе (призм, решеток и т. д.). В сочетании с близким к единице квантовым выходом твердотельных фотоприемников такой светоприемник может оказаться очень перспективным. Рассмотрены также некоторые модификации основного принципа в приложении к анализу импульсных сигналов с одновременным определением их спектра.

A possibility of constructing the spectrophotometer on the basis of hard-body structures with the variable (in coordinate) width of the forbidden zone is considered. It is shown that in such structures due to the selection inner photoeffect a division of integral emission flux in the correspondance coordinate—wavelength occurs. This gives the possibility to construct the spectrophotometers without additional dispersion elements at the input (prisms, gratings and etc.). In combination with the close to unit quantum output of the hard-body photoreceivers, such lightreceivers can be very perspective. Some modifications of the main principle are considered in addition to the analysis of impulse signals with the simultaneous determination of their spectra.

Современное астролучеприемное оборудование крупных телескопов очень обширно. Оно включает в себя разнообразные типы фотометров, усилителей света, многоканальные линейные и матричные системы, разнообразнейшие модификации диспергирующих устройств. Последние являются ключевым элементом всех приборов, предназначенных для анализа спектра излучения — будь то фотолампа или нанорамный счетчик фотонов. Весь этот набор устройств, как правило, выполнен с применением новейших достижений науки, техники и технологии. Некоторые из них представляют собой уникальные образцы. При этом степень технологической сложности приборов, их громоздкость представляют серьезную проблему при эксплуатации. Достигаемые параметры таких систем приближаются к теоретическим пределам. Однако требования современной астрофизики к наблюдательным средствам все возрастают и для их удовлетворения уже недостаточно просто улучшать имеющиеся элементы схемы, но необходимо искать принципиально новые решения.

Одним из перспективных путей улучшения свойств светоприемников, доведения их до абсолютного теоретического предела: «фотон с неба — импульс на выходе прибора» с сохранением всей информации о фотоне, возможно, является описываемый в этой статье принцип регистрации фотонов. Основной светоприемный элемент выполнен на базе твердотельных структур с переменной шириной запрещенной зоны.

Твердотельные светоприемники уже используются в астрофизических приборах в виде многоэлементных линеек и матриц. В зависимости от конкретной схемы и материала они либо непосредственно реагируют на свет за счет внутреннего фотоэффекта, либо опосредованно — через фотоэлектроны, выбиваемые фотонами из стандартных фотокатодов. В первом случае удается достичь очень высокой квантовой эффективности, что определяет быстро расширяющуюся область их применения, хотя такие приборы имеют существенный недостаток — малую эффективность в области коротких волн. Вторые — охватывают более широкий диапазон спектра в синей его части, однако меньший квантовый выход и необходимость дополнительных устройств для обеспечения работы электровакуумных приборов сильно усложняют изготовление, наладку

и эксплуатацию таких приборов. В любом случае для получения спектра необходим какой-либо диспергирующий элемент на входе, что даже при идеальном последующем тракте приводит к потере от 50 до 90 % света. Твердотельный приемник с переменной шириной запрещенной зоны позволяет получать отклик прибора от квантов определенной длины волны на однозначно определенном геометрическом расстоянии от входа. При этом отпадает необходимость и в диспергирующих элементах, и в промежуточных усилителях света, так как они полностью искажают информацию о спектре.

Различные полупроводниковые материалы (Si, Ga, As, GaP и т. д.) обладают высокой чувствительностью к излучению с энергией квантов $h\nu \geq \epsilon_g$, где ϵ_g — ширина запрещенной зоны материала. Широкое распространение получили фотоприемники и солнечные преобразователи на их основе [1, 2]. Однако в качестве анализаторов спектра полупроводники постоянного состава неприменимы по следующим причинам:

1) слабо выражена пространственная дисперсия поглощения квантов разной энергии; в частности, вблизи освещаемой поверхности в генерации участвуют все фотоны с энергией $h\nu \geq \epsilon_g$;

2) генерированные носители быстро термализуются и участвуют в диффузионно-дрейфовом процессе наравне с равновесными носителями, вследствие чего неэффективна селекция носителей по энергиям.

В полупроводниковых материалах переменного состава, например $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, за счет изменения ϵ_g вдоль координаты z первое из указанных ограничений снимается: фотоны с энергией $h\nu$ поглощаются в областях, где $\epsilon_g \leq h\nu$, т. е. обеспечивается пространственное разделение излучения по спектру. Однако в большинстве известных приборов на базе варизонных полупроводников $p-n$ -переход, разделяющий носители, лежит в плоскости $\epsilon_g = \text{const}$, а поскольку вклад в фототок дают лишь носители, генерированные в окрестности $p-n$ -перехода порядка диффузионной длины неосновных носителей L , то для случая стационарной засветки подобные структуры могут использоваться только в качестве селективных фотоприемников [3].

Разделение фототока варизонной структуры на составляющие, соответствующие различным участкам спектра, можно получить, располагая потенциальные барьеры так, чтобы направление фототока не совпадало с направлением $\nabla\epsilon_g$. Организованные подобным образом структуры будем называть двумерными варизонными структурами (ДВС). Пример использования ДВС для анализа спектра описан в [4].

Рассмотрим ДВС, аналогичную приведенной в [4] по принципу работы, но отличающуюся более высокими показателями и технологически более простую (рис. 1). В варизонном полупроводнике плоскость $p-n$ -перехода параллельна $\nabla\epsilon_g$. Здесь и далее считаем ϵ_g линейной функцией z . Излучение формируется в полосу, как это показано на рис. 1, и полоса перемещается в направлении z . Будем считать поглощение «точечным», т. е. при $h\nu < \epsilon_g$, $k=0$, а при $h\nu > \epsilon_g$, $k=\infty$, где k — коэффициент поглощения. Считаем такие $L_p=L_n=L$, где L_p и L_n — диффузионные длины неосновных носителей в n - и p -областях соответственно. Тогда фототок $i(z)$ определяется из соотношения

$$i(z) = 2\eta q d L \int_{\epsilon_{g \min} + \gamma z}^{\infty} \Phi(h\nu) dh\nu \quad (1)$$

(считаем $d \ll \Delta\epsilon_g/\gamma$, где $\gamma = |\nabla\epsilon_g|$). Здесь η — квантовый выход внутреннего фотоэффекта; d — ширина световой полосы; $\epsilon_{g \min}$ — минимальное значение ϵ_g

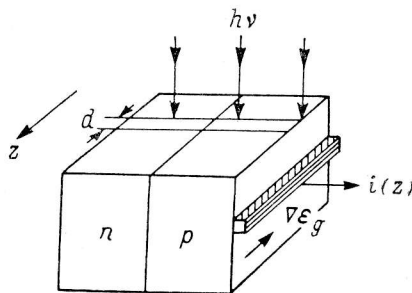


Рис. 1.

(при $z=0$), $\Delta \varepsilon_g$ — перепад ε_g в варизонном полупроводнике; $\Phi(h\nu)$ — спектральная плотность излучения; q — заряд электрона. Из (1) видно, что $\Phi(h\nu)$ можно получить дифференцированием зависимости $i(z)$.

Для повышения чувствительности ДВС p - и n -области можно чередовать так, чтобы ширина каждой области была не более 2Δ . При этом световая полоса будет эффективно использоваться по всей длине.

Изложенный способ измерения спектра излучения имеет существенный недостаток: для перемещения световой полосы относительно ДВС необходима

прецизионная механика. Этого недостатка лишена многоканальная ДВС, изображенная на рис. 2. Излучение вводится параллельно $\nabla \varepsilon_g$ с широкозонной стороны структуры. С учетом «точечности» поглощения функция генерации $g(z)$ будет иметь вид

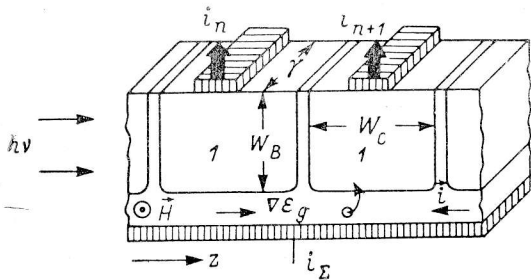


Рис. 2.

$$g(z) = \eta \Phi(h\nu); \quad (2)$$

$$z = \gamma^{-1}(\varepsilon_{g_{\max}} - h\nu), \quad (3)$$

где $\varepsilon_{g_{\max}}$ — значение ε_g на освещаемой поверхности. Для фототока произвольного n -го канала i_n получаем выражение

$$i_n = qW_B D \int_{z_n}^{z_n+W_C} g(z) dz = q\eta W_B D \int_{h\nu_n}^{h\nu_n+a h\nu} \Phi(h\nu) dh\nu \approx q\eta W_B D \bar{\Phi}_n \Delta h\nu, \quad (4)$$

$$\Delta h\nu = \gamma W_C^2, \quad (5)$$

где W_B, W_C, D — размеры области эффективного сбора отдельного канала, как показано на рис. 2 (I — область эффективного сбора, состоящая из барьерной области и ее окрестности с характерным размером, равным L); z — координата ближайшей к свету границы области сбора; $h\nu_n$ — энергия фотонов, поглощаемых в плоскости z_n ; $\bar{\Phi}_n$ — усредненная (измеряемая) спектральная плотность в n -м интервале $\Delta h\nu$. Максимальное число контактов, не ухудшающее разрешающей способности ДВС, определяется из формулы

$$N = \frac{\Delta \varepsilon_g}{\gamma W_C} \bullet \quad (6)$$

Конструктивно ДВС можно выполнить, например, на основе варизонного слоя состава $Al_xGa_{1-x}As$ с $\nabla \varepsilon_g$, направленным вдоль поверхности. Разделяющие барьеры (p - n -переходы или барьеры Шоттки) выполняются стандартными методами планарной технологии. Излучение вводится через торцевую поверхность; при толщине слоя 20—50 мкм целесообразно применять световоды, развернутые в строку. Многоканальные элементы можно формировать в матрицу и стыковать с ПЗС для накопления и считывания информации.

В реальном случае с учетом размытия поглощения можно получить следующие оценки параметров многоканальной ДВС: $\Delta \varepsilon_g = 0.7$ эВ, $\Delta h\nu = 0.02$ эВ, $N = 30$, диапазон исследуемого излучения $\lambda = 0.58 \div 0.86$ мкм ($Al_xGa_{1-x}As$). При минимальном наблюдаемом токе $i_{\min} = 10^{-15}$ А пороговая спектральная плотность $\Phi_{\min} \approx 10^9$ см⁻²·с⁻¹·эВ⁻¹, что соответствует величине светового потока в диапазоне $\Delta h\nu = 0.02$ эВ $I_{\min} \approx 10^7$ см⁻²·с⁻¹. В случае исследования сплошных спектров уменьшить Φ_{\min} можно уменьшением N .

Улучшить параметры ДВС можно положением магнитного поля, как показано на рис. 2 (эффект Холла), улучшением оптических свойств варизонного материала. Используя различные типы варизонных структур, можно перекрыть диапазон длин волн исследуемого излучения от ближнего ИК до УФ.

Далее рассмотрим принципиально другой способ измерения спектральной плотности, применимый для исследования как непрерывных, так и импульсных

источников. Образец представляет собой варизонный полупроводник с прозрачным (например, решетчатым) омическим контактом на широкозонной поверхности и выпрямляющим контактом ($p-n$ -переход, барьер Шоттки) на узкозонной поверхности (рис. 3). При значении $\gamma \approx 200 \div 300$ эВ/см квазиэлектрическое поле $E = \nabla \varepsilon_g / q$, действующее только на неосновные носители [5], достаточно велико, и дрейфовая длина неосновных носителей $L_{др}$ может значительно превысить L и длину варизонной области $\Delta \varepsilon_g / \gamma$. Исследуемое излучение формируется в импульс (например, модулятором Керра) и поступает в образец через

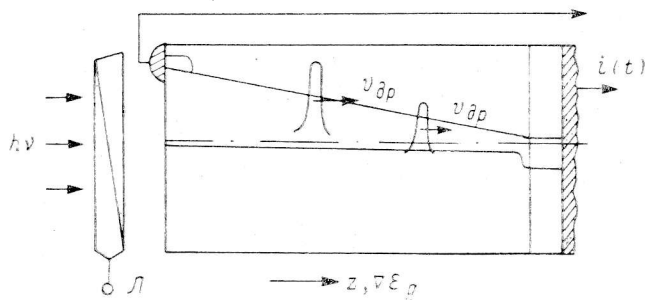


Рис. 3.

прозрачный контакт. При достаточно малой длительности импульса $\tau_{имп}$ начальная концентрация неосновных носителей $n_0(z)$ будет описываться выражением

$$n_0(z) = \eta S \tau_{имп} \gamma \Phi(h\nu), \quad h\nu = \varepsilon_g(z), \quad (7)$$

где S — площадь освещаемой поверхности. Образовавшиеся носители начнут дрейфовать в квазиполе по направлению к барьеру и при прохождении через него дадут вклад в ток короткого замыкания $i(t)$. Таким образом, если $L_{др} \gg L$, то

$$i(t) = k \Phi(h\nu), \quad (8)$$

где

$$k\nu = \varepsilon_{g\min} + v_{др} \gamma t; \quad (9)$$

$$k = q \eta S \tau_{имп} \gamma v_{др}; \quad (10)$$

$$v_{др} = \frac{\mu \gamma}{q}; \quad (11)$$

здесь $v_{др}$ и μ — дрейфовая скорость и подвижность неосновных носителей; t — текущее время.

Оценки показывают, что для $\tau_{имп} = 10^{-10}$ с и минимального наблюдаемого тока $i(t) = 10^{-10}$ А величина светового потока, спектральная плотность которого постоянна внутри исследуемого диапазона $h\nu$, а вне его равна нулю, имеет порядок 10^{13} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$.

Разрешающая способность определяется распылением пакета носителей за время их дрейфа и зависит от $h\nu$. Решение диффузионно-дрейфового уравнения для случая монохроматического излучения дает значение $\Delta h\nu \approx 0.07$ эВ. Для улучшения разрешающей способности необходимо увеличивать отношение γ/D_c , где D_c — коэффициент диффузии неосновных носителей.

Литература

1. Фотоэлектрические преобразователи солнечной энергии на GaAs / А. А. Гудкин, Д. Н. Наследов, В. В. Седов и др. — Радиотехника и электроника, 1962, 7, № 12, с. 2095—2096.
2. Лансман А. П., Васильев А. М. Полупроводниковые фотопреобразователи. М: Сов. радио, 1971. 246 с.
3. Селективные фотоэлементы из варизонных Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As Si $p-n$ структур / Б. В. Царенков, Т. Н. Данилова, А. Н. Именков и др. — ФТП, 1973, 7, № 7, с. 1426—1429.
4. Оптоспектрометрический эффект в полупроводниках / В. В. Гутов, Т. Н. Данилова, А. Н. Именков и др. — ФТП, 1975, 9, № 1, с. 52—57.
5. Kroemer H. Quasi-electric and quasi-magnetic field in nonuniform semiconductors. — RCA Rev., 1957, 18, p. 332—342.

Поступила в редакцию 10.11.84