

Интервал выбора положительной постоянной R_k существенно зависит от величины отрицательного мощностного коэффициента реактивности. Если выполнены неравенства

$$\frac{2Mb_k^2 g_{kj}^2 d_k}{2d_k \gamma_{kj} - m} < |\mu_0| < \frac{2Ma_k^2 \gamma_{kj}}{m} \times \left(1 - \sqrt{1 - \frac{b_k^2 g_{kj}^2 m^2}{a_k^2 \gamma_{kj}^2}}\right) \quad (13)$$

или

$$|\mu_0| > \frac{2Ma_k^2 \gamma_{kj}}{m} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{b_k^2 g_{kj}^2 m^2}{a_k^2 \gamma_{kj}^2}}\right), \quad (14)$$

то

$$0 < R_k < d_k - \frac{|\mu_0|}{\frac{2\gamma_{kj}}{m} |\mu_0| - 2Mb_k^2 g_{kj}^2} \quad (15)$$

для всех $k=1, 2, \dots, M$; $j=1, 2, \dots, m$.

Если же величина мощностного коэффициента реактивности изменяется в пределах

$$\frac{2Ma_k^2 \gamma_{kj}}{m} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{b_k^2 g_{kj}^2 m^2}{a_k^2 \gamma_{kj}^2}}\right) < |\mu_0| < \frac{2Ma_k^2 \gamma_{kj}}{m} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{b_k^2 g_{kj}^2 m^2}{a_k^2 \gamma_{kj}^2}}\right), \quad (16)$$

то интервал выбора R_k будет

$$0 < R_k < d_k - \frac{2a_k^2 M}{|\mu_0|} \quad \text{для всех } k=1, 2, \dots, M. \quad (17)$$

Отметим, что неравенства (13)–(17) справедливы лишь при выполнении условий

$$-\frac{m^2}{d_k^2 \gamma_{kj}^2} + 2 \frac{m}{d_k \gamma_{kj}} < \frac{b_k^2 g_{kj}^2 m^2}{a_k^2 \gamma_{kj}^2} < 4 \quad \text{и} \quad (18)$$

$$\frac{d_k \gamma_{kj}}{m} > 1 \quad \text{для всех } k=1, 2, \dots, M; \quad j=1, 2, \dots, m. \quad (19)$$

Условия (14) и (12), по существу, дают границу области устойчивости «в большом» в пространстве параметров, характеризующих обратные связи в реакторе.

Детекторы ядерного излучения на основе германия высокой чистоты

В. П. АВЕРЬЯНОВА, М. И. ГИНЗБУРГ, Н. Б. СТРОКАН,
В. И. СУБАШИЕВА, Н. И. ТИСНЕК

УДК 539.1.07

В последние годы значительное внимание уделялось получению германиевых детекторов, стабильных при комнатной температуре. Для этой цели успешно применялся метод холодного легирования, т. е. рабочий объем детектора формировался путем компенсации начальной проводимости глубокими акцепторными уровнями, связанными с радиационными дефектами [1–6].

Очевидно, чем меньше разностная концентрация примесей ($N_d - N_a$) в исходном германии, тем меньше

Максимальная область устойчивости получается при

$$R_k = d_k - a_k \sqrt{\frac{2Md_k}{|\mu_0|}}. \quad (20)$$

В этом случае граница области устойчивости в пространстве параметров определяется следующей системой неравенств:

$$\mu_0 < 0; \quad (21)$$

$$|\mu_k| < 2\sqrt{2} \left(\sqrt{\frac{d_k |\mu_0|}{2M}} - a_k \right); \quad (22)$$

$$\frac{32}{9} \frac{Ma_k^2 d_k \gamma_{kj}^2}{m^2} \left(\cos \frac{\pi + \varphi}{3} + \frac{1}{2} \right)^2 < |\mu_0| < \frac{32}{9} \frac{Ma_k^2 d_k \gamma_{kj}^2}{m^2} \left(\cos \frac{\pi - \varphi}{3} + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (23)$$

где

$$\varphi = \arccos \left| \frac{27}{16} \frac{b_k^2 g_{kj}^2 m^3}{a_k^2 d_k \gamma_{kj}^3} - 1 \right|, \quad k=1, 2, \dots, M; \quad j=1, 2, \dots, m \quad (24)$$

при выполнении условий (18), (19).

Таким образом, неравенства (21)–(23) являются достаточными условиями асимптотической устойчивости динамической модели (1)–(4) гетерогенного реактора, причем устойчивость будет иметь место при любых начальных возмущениях стационарного режима и при любых запаздываниях τ_k .

Поступило в Редакцию 27/VII 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андронов А. А. и др. Теория колебаний. М., Физматгиз, 1959.
2. Рубаник В. П. Колебания квазилинейных систем с запаздыванием. М., «Наука», 1969.
3. Шultz М. А. Регулирование энергетических ядерных реакторов. М., «Наука», 1957.
4. Защита ядерных реакторов. (Материалы КАЭ США). Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
5. Красовский Н. Н. Некоторые задачи теории устойчивости движения. М., Физматгиз, 1959.

число дефектов требуется для компенсации и, следовательно, в меньшей мере будут проявляться нежелательные эффекты захвата носителей тока на вводимые глубокие уровни. Поскольку возможность успешной реализации методики холодного легирования непосредственно связана с глубиной очистки исходного германия, в этом направлении в последние годы предприняты серьезные усилия и достигнуты весьма высокие результаты [7, 8, 9], позволяющие получать детекторы высо-

кого качества, не прибегая к дополнительной компенсации [10, 11]. Однако по-прежнему существует известное ограничение протяженности рабочего слоя из-за захвата носителей на уровни неконтролируемых примесей. В этой связи важно определить, какой тип носителей подвергается захвату и в какой мере.

Были исследованы сравнительные характеристики детекторов, изготовленных из монокристаллических образцов импортного германия *n*-типа с разностной концентрацией $3,0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и малой степенью компенсации (фирмы «Дженерал электрик»), а также отечественного германия *p*-типа с $N_a - N_d = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Отечественные образцы высокочистого германия получены авторами по усовершенствованной методике зонной очистки и выращивания монокристаллов по методу Чохральского, исключая промежуточные операции подготовки германия при использовании исходного материала и контейнеров высокой степени чистоты. Образцы вырезаны из кристалла длиной 250 мм, диаметром 25 мм, выращенного в кристаллографическом направлении [111].

Оценка степени чистоты полученного германия произведена с использованием метода раздельного определения концентрации доноров и акцепторов по эффекту Холла при температуре жидкого гелия [12] и метода определения природы остаточных примесей фототермической ионизацией [13].

Результаты измерений высокочистого германия, использованного для изготовления детекторов, следующие:

Разностная концентрация носителей (при 77 °К)	$8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$
Тип проводимости (при 77 °К)	<i>p</i>
Концентрация доноров, N_d	$3,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$
Концентрация акцепторов, N_a	$4,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$
Суммарная концентрация доноров и акцепторов, $N_a + N_d$	$7,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$
Степень компенсации	80%
Подвижность, μ (при 77 °К)	$3,9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$

Нескомпенсированные примеси и их концентрации:

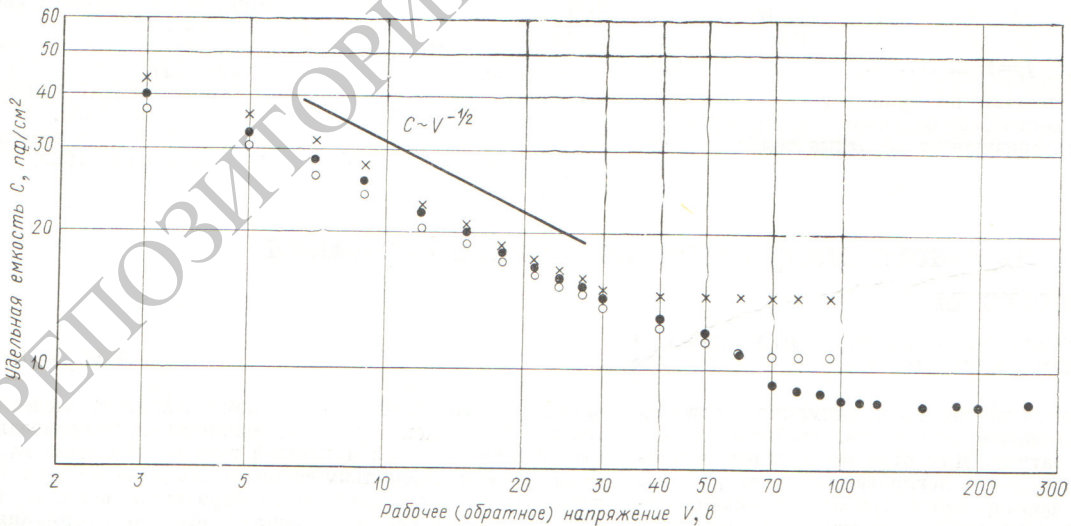
бор	$1,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$
алюминий	$5,0 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$
галлий	$1,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$
Плотность дислокаций	$5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}$

Технология изготовления детекторов была общепринятой и заключалась в диффузии примеси лития (330° С в течение 5 минут) для создания n^+ -контакта и напыления на противоположную сторону шайбы слоя золота для образования электрода *p*-типа, являющегося входным окном с малой толщиной мертвого слоя. При травлении перед изготовлением контактов для образца 348 (ориентация [100]) применялся стандартный травитель СР-4а. Для детекторов 345 (1) и 345 (2) (ориентация [111]) использовался травитель с анодным контролем.

Вольт-фарадная характеристика для 3 детекторов приведена на рисунке и при малых обратных напряжениях близка к зависимости $C \sim V^{-1/2}$, что соответствует резкому *n-p*-переходу. Насыщение емкости при дальнейшем повышении напряжения обусловлено распространением обедненной области до противоположного контакта. При этом толщина этой области составляет 1,4; 1,0 и 1,6 мм для детекторов 348, 345 (1) и 345 (2) соответственно (см. таблицу). Площадь электронно-дырочных переходов детекторов составляла в среднем $1,6 \text{ см}^2$.

Определялось энергетическое разрешение детекторов для α -, β - и γ -излучения (см. таблицу). Различие в разрешении для одного и того же детектора связано с тем, что при регистрации γ -квантов электроны и дырки дрейфуют в среднем на равные расстояния до электродов. В то же время при счете α - и β -частиц в чувствительной области в основном дрейфуют электроны, что позволяет в итоге установить, какой сорт носителей подвергается преимущественному захвату.

Можно измерить величину потерь заряда для конкретного типа излучения. Это было проведено путем определения зависимости центра тяжести пика полного



Зависимость удельной емкости детекторов от прилагаемого смещения. Насыщение соответствует распространению обедненной области до противоположного электрода:

● — образец 345 (2); × — 345 (1); ○ — 348.

поглощения от обратного напряжения на детекторе. Экстраполяцией этой зависимости к $\frac{1}{V} = 0$ (т. е. к условиям полного собирания заряда) было найдено среднее значение относительных потерь собирания заряда (λ_{γ} , %). Эта величина оказалась наименьшей для образца 348, что и соответствовало лучшему его разрешению по γ -квантам.

Для β - и α -частиц потери λ не определялись, так как образцы 345 (1) и 345 (2) α -частицы не регистрировали, а разрешение для β -спектров зависело от энергии β -частиц [см. данные 345 (1)]. Это указывает на наличие близ слоя золота области с низкой напряженностью поля. Тем не менее следует отметить весьма высокое разрешение $R_{\beta} = 0,2\%$ для детектора 345 (1), что всего в 2 раза превышает теоретически возможный предел.

Результаты позволяют заключить, что конструирование детекторов с приемлемым разрешением возможно и при значительной степени компенсации [детекторы 345 (1) и 345 (2)]. Однако эти образцы уступают детекторам из более чистого германия (образец 348) как по величине потерь заряда, так и по однородности свойств, определяемых отношений $R_{\gamma}/\lambda_{\gamma}$. Поэтому дальнейшая очистка от примесей (в том числе от глубоких, обуславливающих захват носителей тока) необходима для получения детекторов с большим объемом чувствительной области.

Очевидно, что роль холодного легирования в этом случае существенно возрастает. Действительно, для формирования протяженной рабочей зоны необходимы концентрации $N_d - N_a \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. Можно ожидать, что этот уровень легко достижим при облучении германия n -типа с концентрацией $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и не приведет к возрастанию потерь заряда.

Авторы выражают благодарность Е. М. Гершензону, В. И. Сидорову за помощь по оценке степени чистоты исследованных образцов германия и С. М. Рывкину за интересную дискуссию.

Поступило в Редакцию 18/IX 1972 г.

Результаты измерений характеристик детекторов

Номер образца	Концентрация по емкости 10^{10} см^{-3}	R_{γ} , % Cs ¹³⁷	R_{β} , % Bi ²⁰⁷	R_{α} , % Am ²⁴¹	Захватываются носители	λ_{γ} , %
348 имп.	4,5	0,2	0,7 (1,0 Мэв)	0,6	электроны	0,45
345 (1) отеч.	5,8	0,5	0,7 (0,5 Мэв) 0,2 (1,0 Мэв)	—	дырки	0,3
345 (2) отеч.	5,4	0,7	1,0 (1,0 Мэв)	—	электроны	0,4

ЛИТЕРАТУРА

- Рывкин С. М. и др. ЖТФ, 34, 1535 (1964).
- Рывкин С. М. и др. «Докл. АН СССР», № 3, 145 (1965).
- Kraner H., Wegner H. Bull. Amer. Phys. Soc., 13, 560 (1958).
- Kimerling L. et al. IEEE Proc., 57, No. 2, 208 (1969).
- Lawson E. Nucl. Instrum. and Methods, 95, 361 (1971).
- Ryvkin S. et al. Nucl. Instrum. and Methods, 95, 177 (1971).
- Hall R., Soltys T. IEEE Trans., NS-18, No. 1, 160 (1971).
- Hansen W. Nucl. Instrum. and Methods, 94, 381 (1971).
- Сахаров Б. А. и др. «Цветные металлы», № 7, 52 (1970).
- Boertsch R., Hall R. IEEE Trans., NS-18, No. 1, 166 (1971).
- Llacer J. Nucl. Instrum. and Methods, 98, 259 (1972).
- Банная В. Ф. Диссертация. М., 1968.
- Лифшиц Т. М. и др. «Заводск. лаборатория», № 8, 916 (1971).

Способ определения водо-нефтяного контакта по реакции

$C^{13}(\gamma, n)C^{12}$ с использованием электронного пучка 6—8 Мэв

М. М. ДРОШ, А. М. ПАРЛАГ, В. А. ШКОДА-УЛЬЯНОВ,
И. И. ДАНИЛИЧ, В. М. МАЗУР, А. Ю. УГРИН

УДК 539.152.3

Для прямого разграничения водо-нефтяного контакта в обсаженных скважинах можно использовать регистрацию фотонейтронов, образующихся в пластах при облучении их электронами или фотонами [1—4]. Это заключение основано на расчетах выходов фотонейтронов из толстых блоков воды и нефти за счет изотопов C^{13} и дейтерия. Нефтеносные пласты отличаются от водоносных содержанием C^{13} . Содержание дейтерия в нефтяных превышает на 50% и более содер-

жание его в пластовых водах [5, 6]. Следовательно, ожидается значительно больший выход фотонейтронов из нефтеносных пластов. Это подтверждается и данными расчетов [1—4].

На рис. 1 приведены результаты расчетов для пластов, облучаемых тормозным γ -излучением. Использовав сечение реакции $O^{17}(\gamma, n)$ [7], оценили также вклад этой реакции в выход фотонейтронов из водоносного пласта. Он оказался незначительным.