

СЗУУ. 1Н

Н-62

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2274/2-71

5/11-71

P13-5782



5782

В.И. Никаноров, А.Ф. Писарев, Г.И. Селиванов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

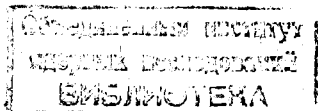
О НОВЫХ СПОСОБАХ
ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СЛЕДОВ ЧАСТИЦ
В ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ СРЕДАХ

1971

P 13-5782

В.И. Никаноров, А.Ф. Писарев, Г.И. Селиванов

**О НОВЫХ СПОСОБАХ
ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СЛЕДОВ ЧАСТИЦ
В ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ СРЕДАХ**



В в е д е н и е

Прошедшая в 1970 году в Дубне Международная конференция по детекторам четко продемонстрировала большой интерес физиков к созданию быстродействующих трековых приборов, содержащих плотную рабочую среду. Сейчас ряд лабораторий ведет интенсивный поиск путей решения этой проблемы (см., например, /1-5/). Однако пока не достигнуто решающего успеха ни на одном из направлений исследований. Физики столкнулись с большими объективными трудностями, обусловленными природой размножения электронов в плотных средах. Поэтому сейчас представляется целесообразным проанализировать новые возможные пути создания трековых детекторов, в которых проблема внутреннего усиления сигналов не опиралась бы на механизм размножения электронов непосредственно в плотных средах. Рассмотрению таких возможностей и посвящена данная работа.

Нитяной пузырьковый годоскоп в твердом веществе

У большинства твердых диэлектриков неравновесные электроны в электрических полях имеют высокую подвижность, достигающую $10^3 - 10^4$ см² в⁻¹ сек⁻¹. Этим фактом можно воспользоваться для ускорения электронов, образующихся в следах частиц, и ввода их в газовые полости-пузырьки - замороженные или заподимеризованные в диэлектрическом веществе у поверхности проволочек. Если при этом газ в пузырьках об-

ладает низким потенциалом зажигания, то инжектированные в него электроны могут вызвать разряд, который сформирует на соответствующей проволочке токовый импульс. Отсюда видно, что совокупность проволочек будет давать полную информацию о месте прохождения частицы. Здесь уместно отметить, что впервые идея вытягивания электронов из жидкой фазы в газовую с целью формирования в ней регистрируемой проекции следа частицы рассматривалась в работе/6/.

Реализация обсуждаемого метода сопряжена с решением трех проблем. Первая из них связана с формированием на проволочке однородных газовых пузырьков. Вторая задача состоит в получении во всем объеме камеры вещества в монокристаллическом состоянии, в котором электроны могли бы свободно ускоряться электрическим полем до энергии, достаточной для преодоления потенциала выхода электронов из вещества в газ. Третья проблема заключается в подборе оптимального соотношения между размером пузырьков и давлением газа в них. Эти параметры определяют вероятность инициирования разряда в пузырьке одиночным электроном.

Существуют две возможности получения в твердом веществе газовых пузырьков. Так, в случае получения пузырьков с заданным составом газа жидкость необходимо предварительно нагазировать соответствующим газом и в момент кристаллизации произвести дегазацию путем снижения внешнего давления над жидкостью. Газ в пузырьках будет представлять собой смесь нагазированного газа и паров замораживаемой жидкости. Для генерации около проволочек "чистых" пузырьков достаточно опять-таки сделать внешнее давление над охлаждаемой жидкостью ниже равновесного давления газ - твердое тело или кратковременно нагреть проволочки.

Получения однородных по размеру пузырьков можно добиться, по-видимому, путем специальной предварительной обработки проволочек (например, травлением), при которой поверхности покрываются микрошероховатостями. Они послужат затем основой для зарождения "стандартных" пузырьков. Конечный размер пузырьков можно "корректировать" скоростью замораживания жидкости и величиной снижения внешнего давления.

Сложнее добиться монокристаллизации жидкости во всем объеме детектора. Для этого потребуются, по-видимому, проводить очень медленное охлаждение (или полимеризацию) жидкости. Однако есть опасение,

что слабый темп охлаждения жидкости может оказаться несовместимым с требуемой скоростью кристаллизации, необходимой для получения пузырьков заданного размера.

Для нормальной работы детектора плотность дислокаций в кристалле не должна превышать $10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-3}$. В противном случае время жизни электронов в кристалле будет значительно меньше $10^{-7}-10^{-6}$ сек из-за эффективного их захвата ловушками. Время $10^{-7}-10^{-6}$ сек необходимо для ускорения электронов в кристалле и втягивания их внутрь пузырьков. Действительно, скорость дрейфа электронов под действием поля равна $v = \mu E$, где μ - подвижность электронов в кристаллах, равная $\approx 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ и E - напряженность электрического поля. При $E \approx 10^4 \text{ в/см}$ $v \approx 5 \cdot 10^7 \text{ см сек}^{-1}$. При расстояниях между разнополярными проволочками в 1-2 мм время сбора электронов в пузырьки составит $\approx 10^{-8}$ сек, что меньше 10^{-7} сек - среднего времени жизни электронов в кристалле до захвата на уровне дислокации.

Выше отмечалось, что для выхода электронов из твердого вещества в газ кинетическая энергия их должна превышать потенциал работы выхода ϕ . Обычно для диэлектрических кристаллов $\phi = 5$ эв, поэтому скорость электронов должна удовлетворять условию

$$v \geq \sqrt{\frac{2\phi}{m}} = 1,8 \cdot 10^8 \text{ см сек}^{-1}, \quad (1)$$

где m - масса электрона. Такая скорость может быть получена в поле

$$E = \frac{\bar{v}}{\mu} = \frac{1,8 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^3} = 9 \cdot 10^4 \text{ в см}^{-1}. \quad (2)$$

Если диаметр проволочек принять равным $2r$, расстояние между ними - d и средний размер пузырьков - $2R$, то напряжение на проволочках должно быть

$$U \geq E (r + 2R) \ln \frac{d}{r}. \quad (3)$$

Положим $r = R = 0,05$ мм и $d = 2$ мм, тогда при $E = 9 \cdot 10^4 \text{ в см}^{-1}$ $U \geq 3$ кв. Поле же в пузырьках при этом будет равно

$$E_n = \frac{3\epsilon}{2\epsilon + \epsilon_n} E. \quad (4)$$

где E_n - поле в пузырьках, E - поле в кристалле, ϵ_n - диэлектрическая постоянная газа в пузырьках, равная ≈ 1 , и ϵ - диэлектрическая постоянная кристалла. Если принять $\epsilon = 2$, то поле в пузырьках на расстоянии $2R$ от проволоочки будет $E_{n1} = 9 \cdot 10^4$ в см^{-1} , а на поверхности проволоочки - $2R = 0$ и $E_{n2} \approx 10^5$ в см^{-1} . Поле в центре пузырьков приближенно можно считать равным $E_{\text{ср}} = (E_{n1} + E_{n2})/2 = 10^5$ в см^{-1} .

Для расчёта требуемого давления газа в пузырьках, при котором в газе могут эффективно развиваться электрические разряды от одиночных электронов, воспользуемся эмпирической зависимостью, которая выражает связь между напряжением пробоя, давлением газа и величиной зазора между электродами в виде неявной функции

$$U = f(Pd), \quad (5)$$

где P - давление газа и d - межэлектродный зазор. Применительно к разряду газа в пузырьках зависимость (5) была успешно использована в работе/7/, в которой межэлектродный зазор отождествлялся с размером пузырька $2r$, а напряжение на пузырьке принималось равным $E_{\text{ср}} = 2r$. Если положить, как это было сделано выше, $d = 2r = 10^{-2}$ см и $E_{\text{ср}} = 10^5$ в см^{-1} , то $U = 10^3$ в. Далее воспользуемся экспериментальными кривыми из/8/, выражающими зависимость $U = f(Pd)$. Так, в случае заполнения пузырьков неоном значению напряжения пробоя $U = 10^3$ в соответствует величина $Pd \approx 60$ мм рт.ст. см, или $P = 60/10^{-2} \approx 8$ атм. Таким же путем находим для аргона $P = 4,6$ атм., гелия - 4 атм. и водорода - 1,5 атм. Эти данные являются приближенными, так как получены в упрощающих предположениях: $d = 2r$ и $E = E_{\text{ср}}$. Однако степень приближения, как показано в работе/7/ при решении подобных задач, достаточно высокая. Если фактическое давление газа в пузырьках будет сильно отличаться от расчётного, то это приведет, соответственно, к необходимости корректировки напряжения на проволоочках. Однако сильного уменьшения давления газа в пузырьках по сравнению с расчётным допускать будет нельзя, так как это потребует заметного снижения рабочего напряжения и оно может оказаться ниже критической величины, требуемой для разгона электронов в кристалле до энергии, равной ϕ .

Отметим, что в случае использования в кристалле пузырьков с собственным газом, который будет находиться в термодинамическом равновесии со стенками пузырьков, их необходимый размер, при заданном внешнем поле, может быть установлен также из зависимости (5) и данных, приведенных в/8/. Например, давление аргона в тройной точке равно 400 мм рт. ст., или в пересчёте к комнатной температуре: приведенное давление $-P = P_0 \frac{T}{T_0} = 400 \frac{300}{83} = 2$ атм. Для данного давления газа и поля в пузырьке, равного 10^5 в/см, размер пузырька, в соответствии с зависимостью (5), должен составлять $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ см. Аналогичным путем найдется приведенное давление и необходимый размер пузырьков для других газов. Так, для неона давление равно 3,5 атм, а диаметр пузырьков $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ см соответственно. Практическое получение пузырьков в монокристаллах указанных веществ будет представлять, по-видимому, определенную трудность.

После каждого разряда газа в пузырьках их стенки будут заряжаться поверхностным зарядом. Последующая нейтрализация стенок будет происходить главным образом за счёт стекания заряда на проволочные электроды. Постоянная времени этого процесса $\tau \approx 6 \cdot 10^{-14} \epsilon \rho$, где ϵ - диэлектрическая постоянная кристалла и ρ - его удельное сопротивление. При $\epsilon = 2$ и $\rho = 10^{16}$ ом см, что является характерным для твердых диэлектриков, $\tau \approx 0,3$ г. Это означает, что после каждого разряда чувствительность пузырька к регистрации последующей частицы будет восстанавливаться примерно за один час. Однако это время можно существенно сократить, если подсвечивать детектор светом в полосе уровней захвата электронов. Электроны под действием света будут освобождаться из ловушек и приобретать повышенную подвижность. Здесь следует вообще отметить, что подсветка кристалла в детекторе в полосе уровней захвата электронов и дырок будет весьма полезной и в другом отношении, а именно, в увеличении числа электронов, собираемых полем в пузырьки. Этот эффект повысит вероятность регистрации частиц в детекторе. Вместе с тем, свет будет способствовать также "очистке" объема кристалла от положительных зарядов - дырок, возникающих в следах частиц и закрепляющихся на акцепторных уровнях.

Следует упомянуть также о возможности применения в детекторе импульсного управляемого поля. Время формирования этого поля после прохождения частицы должно быть значительно меньше времени жизни неравновесных электронов в кристалле, т.е. меньше 10^{-7} сек.

Нитяной пузырьковый годоскоп с твердым сцинтиллирующим веществом

Дальнейшим развитием рассмотренного пузырькового кристаллического детектора может служить такой же по устройству детектор, но содержащий в качестве рабочего вещества твердый сцинтиллятор. В этом детекторе кванты света, образуемые частицей, будут попадать в газовые пузырьки и порождать в них электроны за счёт фотоэффекта с поверхности проволочек. Данные электроны, как и в рассмотренном выше случае, под действием постоянного или импульсного электрического поля будут вызывать в пузырьках разряд в газе и формировать на проволочках токовый импульс.

Оценим эффективность регистрации частиц в таком детекторе. На единице пути в твердом сцинтилляторе быстрая частица образует $4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ световых квантов. Если след частицы проходит на расстоянии 0,1 см от пузырька диаметром $5 \cdot 10^{-2}$ см, то в него попадет около 10^2 квантов. Полагая диаметр проволочек равным $5 \cdot 10^{-2}$ см и квантовый выход фотоэлектронов с их поверхности $\approx 0,01$, получим, что в каждом пузырьке, мимо которого проходит частица, будет возникать примерно по одному электрону. Это означает, что детектор может эффективно регистрировать все проходящие через него частицы. Такой прибор будет обладать малым разрешающим временем, равным времени развития разряда в пузырьках 10^{-7} сек. Время же восстановления чувствительности отдельных пузырьков после осуществления разряда в них будет исчисляться, как было показано выше, примерно одним часом. В данном детекторе к степени монокристалличности вещества особых требований можно не предъявлять. Однако получение газовых пузырьков в нем будет представлять, по-видимому, большую трудность.

Квантовый выход фотоэлектронов с поверхности проволочек, равный 0,01, можно получить путем покрытия поверхности проволочек специальным веществом, обладающим малым потенциалом выхода электронов, например, BaO, K или Na.

В случае работы этого детектора в управляемом режиме передний фронт импульса должен формироваться за время несколько нсек. При больших временах нарастания поля в импульсе электроны будут эффективно покидать газовые пузырьки и вероятность развития разряда в них, как показано в работе/7/, - резко падать.

Сцинтилляционный нитяной счётчик

В связи с освоением промышленностью изготовления миниатюрных лавинных фотодиодов, способных с эффективностью 0,3 регистрировать отдельные фотоны/9,10/, представляется интересным рассмотреть возможность использования этих диодов в комбинированных детекторах частиц. Такие детекторы могут представлять собою композицию из сцинтиллирующей нити/11/, или капилляра, заполненного сцинтиллирующей жидкостью, и фотодиодов, оптически сопряженных с торцами нити или капилляра.

Прохождение частицы через нить будет вызывать в ней сцинтилляцию, которая может быть зарегистрирована фотодиодом. Отношение амплитуд и времен появления импульсов на фотокатодах отдельных нитей даст необходимую информацию о месте прохождения частицы в пределах длины нити, т.е. о z - координате. Диаметр нитей сейчас может быть сделан очень малым. Однако здесь есть ограничение, связанное с потерей света при многократных отражениях от поверхности. Так, в работе/12/ показано, что при диаметре сцинтиллирующей нити в 1,6 мм потери света в e раз происходят на длине нити в 30 мм. Такие потери обязаны, главным образом, как отмечают авторы, поглощению света в микротрещинах на поверхности нитей. При улучшении качества поверхности потери света уменьшались и снижение интенсивности наблюдалось лишь на длине 80 мм. В будущем можно ожидать полного исключения поглощения света на по-

верхности нити путем покрытия ее специальной однородной пленкой с показателем оптического преломления, равным показателю преломления вещества нити. Поглощение света на поверхности можно будет, по-видимому, исключить также и путем диффузного введения в нить специальной добавки, которая смещает показатель преломления у поверхностного слоя нити и создает условие для самофокусировки света/10/. Свет в нити распространяется вдоль нити, не "касаясь" ее поверхности. В обоих последних случаях потери света будут определяться только поглощением в объеме материала нити. Такие потери обычно малы и у современных сцинтиллирующих пластиков не превышают 0,5 на длине 1 м.

Определим теперь число квантов, которые будут доходить до торцов нити от места прохождения частицы. Обозначим угол при вершине конуса, соответствующий углу полного внутреннего отражения, через 2α , тогда

$$\cos \alpha = \frac{n_1}{n_2}, \quad (6)$$

где n_1 и n_2 - коэффициенты оптического преломления окружающей среды и материала нити соответственно. Телесный угол конуса, определяемый углом 2α ,

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha) = 2\pi\left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right). \quad (7)$$

Для сцинтиллирующей нити, окруженной, например, воздухом, можно принять $n_1 = 1$ и $n_2 = 1,5$; тогда $\Omega = 2,4$ стер. Частица в нити будет создавать на одном сантиметре пути около $N_0 = 4 \cdot 10^4$ световых квантов. При толщине нити $d \approx 1$ мм число квантов, попадающих в телесный угол Ω , будет равно $N_0 d \Omega / 4\pi = 8 \cdot 10^3$. Если принять коэффициент поглощения света на длине нити $\approx 0,5$, то число квантов, подходящих к ее торцам, будет $\approx 4 \cdot 10^3$. При эффективности регистрации фотонов кремниевым лавинным фотодиодом, равной 0,3, и коэффициенте усиления $\approx 10^3/9$ на диоде будет возникать токовый сигнал с числом элементарных зарядов $\approx 10^6$.

Вместо лавинных фотодиодов можно использовать также миниатюрные каналовые фотоэлектронные умножители - КФЭУ /13-15/, имеющие квантовый выход фотоэлектронов $\approx 0,02$ и коэффициент усиления 10^5-10^8 . В этом случае выходной сигнал будет иметь достаточно большую амплитуду и может регистрироваться внешними устройствами без дополнительного усиления.

К сожалению, как КФЭУ, так и лавинные фотодиоды обладают заметным темновым "шумом", и для нормальной эксплуатации этих элементов потребуется пониженная температура.

Мы рассмотрели отдельные сцинтилляционные нитяные счётчики. Очевидно, что из таких счётчиков можно собирать годоскопические системы большого объема и любой геометрии. Эти системы могут работать в непрерывно чувствительном и импульсном (в случае фотодиодов) режимах. В таком детекторе, заполненном жидкой или твердой средой, например водородом, можно будет не только регистрировать следы частиц, но и определять их ионизирующую способность. Пространственное разрешение детектора в плоскости $x-y$ будет определяться диаметром нитяных счётчиков, а глубинная - z -ая координата - точностью измерения отношения амплитуд импульсов и времени их формирования на фоточувствительных элементах - КФЭУ или фотодиодах. Поэтому разрешение координат $x-y$ может быть сделано не хуже 1 мм, а координаты z - 2-5 мм. Временное разрешение у детекторов будет практически таким же, как у сцинтилляционных счётчиков с ФЭУ, и не превысит несколько нсек.

Канальный электронный умножитель как счётчик быстрых частиц

С появлением первых образцов КЭУ они стали применяться как детекторы медленных ионов и электронов/14-16/, которые попадают в КЭУ через открытый торец. Однако представляется интересным рассмотреть вариант регистрации быстрых частиц, пересекающих КЭУ в произвольном месте. В этом случае при пролете частицы через КЭУ из стенок в канал должны инжектироваться электроны вторичной эмиссии. Коэффициент эмис-

сии материалов, из которых изготавливаются КЭУ, обычно составляет 2-3. Попавшие в канал электроны будут подхватываться полем, ускоряться и размножаться и на выходе канала создавать регистрируемый импульс. Амплитуда этого импульса будет зависеть от длины пути прохождения лавины внутри канала и, следовательно, от места прохождения частицы. Использование совокупности счётчиков КЭУ позволит сразу регистрировать координаты многих следов частиц.

Недостатком рассмотренных счётчиков является, пожалуй, сильная нелинейная зависимость амплитуды сигнала от места прохождения частицы, что должно приводить к появлению на значительной части длины КЭУ нечувствительной к частицам зоны, а также к непостоянной эффективности счётчика вдоль длины чувствительной области.

Однако существует возможность модернизации КЭУ, которая позволит выровнять эффективность и значительно увеличить длину регистрирующей области счётчика. Эта возможность связана с введением в КЭУ дополнительного электрода, разграничивающего длину КЭУ на две части — длинную и короткую. Длинную часть КЭУ можно питать слабым напряжением, не превышающим 0,3 кв/см, и использовать в качестве детектора частиц. Короткую же часть можно питать высоким напряжением и использовать как усилитель тока. Путем подбора соответствующей величины напряжения, питающего регистрирующую часть КЭУ, можно добиться коэффициента повторения электронов в ней, близкого к единице, т.е. электроны, образуемые частицей в регистрируемой части, будут со слабым размножением достигать промежуточного электрода и входить в усилительную часть КЭУ. Коэффициент усиления в этой части может быть получен равным $10^8-10^9/14-16/$. Выходной импульс в данном счётчике будет слабо зависеть от места прохождения частицы в пределах длинной части КЭУ.

Такой же счётчик, очевидно, может быть составлен и из двух отдельных КЭУ, длинного и короткого — миниатюрного/13/. Правда, в этом случае определенную трудность вызовет соосное сочленение КЭУ.

Из длинных счётчиков можно будет монтировать годоскопические системы большого объема. Пространственное разрешение такой системы будет определяться диаметром КЭУ (порядка одного миллиметра), а вре-

менное разрешение – временем сбора и размножения электронов и составляет 10^{-7} сек. Достоинством счётчиков частиц на основе КЭУ является независимость их работы от окружающей среды. Это обстоятельство может оказаться особенно важным в годоскопических системах, содержащих рабочее вещество в конденсированном состоянии.

Краткие выводы

Цель работы состояла в анализе новых предложений по регистрации следов частиц в детекторах, содержащих дискретные "чувствительные" к частицам элементы. Представляется, что детекторы, у которых около нитей заморожены или заподимеризованы газовые пузырьки, после надлежащей отработки технологии смогут успешно конкурировать с газовыми проволочными камерами по своим пространственным и временным характеристикам и по плотности рабочего вещества. Композиционные детекторы, содержащие сцинтиллирующие нити или капилляры, заполненные сцинтиллирующей жидкостью, и фотоумножительные элементы – лавинные фотодиоды или миниатюрные КЭУ – в настоящее время могут быть быстро изготовлены и испытаны. Поэтому можно ожидать, что такие детекторы скоро войдут в практику физического эксперимента. В этом же плане можно рассматривать и счётчики быстрых частиц на основе одиночных КЭУ. Сейчас имеются все технические предпосылки к тому, чтобы исследовать эти счётчики и оценить перспективу разработки длинных и гибких капиллярных счётчиков частиц.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить Б.М. Понтекорво, О.В. Савченко, Л.М. Сороко и М.П. Баладина за полезное обсуждение вопросов, рассмотренных в данной работе.

Л и т е р а т у р а

1. S.E. Derenzo, R.A. Muller, R.G. Smits, L.W. Alvarez. Preprint UCRL-19254, Berkeley, 1969.
2. S.E. Derenzo, D.B. Smith, R.G. Smits, H. Zaklad, L.W. Alvarez, R.A. Muller. Preprint UCRL-20118, Berkeley, 1970.

3. Г. Зацепин, Б. Понтекорво. Письма ЖЭТФ, 12, 347 (1970).
4. А.Ф. Писарев. Сообщение ОИЯИ, P13-5623 (1971).
5. В.И. Никаноров, А.Ф. Писарев, Г.И. Селиванов. Сообщение ОИЯИ, P13-5780, Дубна, 1971.
6. Б.А. Долгошеин, В.Н. Лебеденко, Б.У. Родионов. Письма ЖЭТФ, 11, 513 (1970).
7. А.Ф. Писарев, Г.И. Селиванов, М.П. Баландин, Л.К. Лыткин. Сообщение ОИЯИ, P13-5277, Дубна, 1970.
8. Дж. Мик, Лж. Крегс. Электрический пробой в газах. ИЛ, М., 1960.
9. P.P. Webb, R.J. McIure. Solid state Sensors Symp., Minneapolis, Minn, 1970, p.82-86, New York, 1970.
10. К. Nishida, Y. Nannichi, T. Uchida, I. Kitano. Proceedings of the IEEE, 58, 790, 1970.
11. О.В. Савченко. ПТЭ, 4, 142 (1959).
- ✓ 12. М.И. Арсаев, В.М. Соломонов, Ю.П. Федоровский. Информационный бюллетень, №11 (107), 32 (1967).
13. М.Р. Айнбунд, Н.Г. Гусакова, Э.В. Кожинская, В.Б. Семенова. Электронная техника, серия 4, №2, 11; №3, 3 (1970).
14. М. Чиннова. Канальные электронные умножители и приборы на их основе. Выпуск 72 (141). Электроника, М., 1969.
15. Каскадные электронно-оптические преобразователи и их применение. Мир, М., 1965.
16. М.А. Рябинина, И.В. Сиприков, А.М. Ширешевский. Электронная техника, серия 4, №4, 52 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 мая 1971 года.